

Meßanordnung zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der
1,081 MeV-Gammaquanten aus dem ^{18}F .

Dissertation

zur Erlangung des Grades

„Doktor der Naturwissenschaft“

am Fachbereich Physik

der Johannes Gutenberg-Universität

in Mainz

Mainz 1979

Günter Steffens

geb. in Wien

Meßanordnung zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der

1,081 MeV-Gammaquanten aus dem ^{18}F .

Dissertation

zur Erlangung des Grades

" Doktor der Naturwissenschaft "

am Fachbereich Physik

der Johannes Gutenberg-Universität

in Mainz

Mainz 1979

Günter Steffens

geb. in Wien



Dekan :

Prof. Dr. G. Gräff

1. Berichterstatter :

Prof. Dr. H. Wöffler

2. Berichterstatter :

Prof. Dr. H. Andresen

Tag der mündlichen Prüfung : 30. 11. 1979

Meßanordnung zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der
1,081 MeV-Gammaquanten aus dem ^{18}F .

Zusammenfassung:

Die Größe der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung aus dem ^{18}F bietet eine Möglichkeit, zwischen den verschiedenen Theorien der schwachen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zu unterscheiden.

Am Pelletron-Beschleuniger des Max-Planck-Instituts für Chemie in Mainz wurde eine Meßanordnung zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung aufgebaut. Die Messungen ergaben als günstigste Quelle dieser Strahlung die Reaktion $^{16}\text{O}(^3\text{He}, p)^{18}\text{F}$. Die in einer ersten Meßreihe von 50 Stunden bestimmte Zirkularpolarisation ist $\leq 1 \times 10^{-2}$. Die für einen Vergleich mit der Weinberg-Salam-Theorie erforderliche Genauigkeit würde eine weitere Meßzeit von ca. 5000 Stunden erfordern. Verbesserungsmöglichkeiten werden diskutiert.

Der Bau des Pelletron-Beschleunigers gehört ebenfalls zum Umfang dieser Arbeit. Er wird im Anhang gesondert abgehandelt.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552619_0083

Meßanordnung zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der

1,081 MeV-Gammaquanten aus dem ^{18}F .

Seite

I. Überblick.

- I.1 Die paritätsverletzenden Nukleon-Nukleon-Kräfte. 1
- I.2 Paritätsmischung im ^{18}F . 4
- I.3 Der experimentelle Nachweis zirkularpolarisierter Gamma-Strahlung. 6
- I.4 Die experimentelle Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung aus dem ^{18}F . 11

II. Vergleich der Reaktionen $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$ und $^{16}\text{O}(^3\text{He},\text{p})^{18}\text{F}$ als Quelle der 1,081 MeV-Strahlung. 13

- II.1 Die Reaktion $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$. 17
- II.2 Die Reaktion $^{16}\text{O}(^3\text{He},\text{p})^{18}\text{F}$. 26

III. Experimentelle Anordnung zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten aus dem ^{18}F .

- III.1 Vorversuch zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten. 40

III.2	Diskussion der bei einer Messung der Zirkularpolarisation in Betracht kommenden Fehlerquellen.	43
III.3	Meßanordnung zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten aus dem ^{18}F .	48
III.4	Ergebnisse und Diskussion.	54
IV.	Literatur	59

Anhang:

Der Pelletron-Beschleuniger am Max-Planck-Institut
für Chemie in Mainz.

I.1. Die paritätsverletzenden Nukleon-Nukleon-Kräfte.

Das Modell der "Strom-Strom"-Kopplung der allgemeinen schwachen Wechselwirkung beschreibt die schwachen Wechselwirkungen durch eine phänomenologische Lagrange-Funktion mit symmetrischen Produkten zweier Ströme:

$$L \propto G (J_{\lambda} J^{\lambda\dagger} + J_{\lambda}^{\dagger} J_{\lambda} + Z_{\lambda} Z^{\lambda\dagger} + Z_{\lambda}^{\dagger} Z_{\lambda})$$

G ist die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung, J_{λ} der "geladene" oder Cabibbo-Strom (Ca 63) und Z_{λ} der "neutrale" Strom. Der "geladene" Strom ist die Summe aus Elektronen-, Müonen- und Hadronen-Strom:

$$J = J_e + J_{\mu} + \cos \theta_c J_o + \sin \theta_c J_1$$

Die Wirkungen dieser Ströme sind:

$$J_e: e^{-} \rightarrow \nu_e \quad \Delta Q = 1$$

$$J_{\mu}: \mu^{-} \rightarrow \nu_{\mu} \quad \Delta Q = 1$$

$$J_o: n \rightarrow p \quad \Delta Q = 1 \quad \Delta T = 1 \quad \Delta S = 0$$

$$J_1: \Lambda \rightarrow p \quad \Delta Q = 1 \quad \Delta T = 1/2 \quad \Delta S = 1$$

Der Winkel $\theta_c \approx 15^{\circ}$ ist der Cabibbo-Winkel. Jedes Element der schwachen Ströme hat eine polare und eine axiale Vektorkomponente der Form $J_{\lambda} = V_{\lambda} - A_{\lambda}$. Die Ströme sind Spinoren im Isospinraum.

Die Strom-Strom-Kopplung erlaubt es jedem der Ströme untereinander und mit sich selbst wechselzuwirken. Die schwache N-N-Kraft, die zur Paritätsmischung im Kern führt, ist durch die Diagonal-Produkte beschrieben:

$$\cos^2 \theta_c [J_{o\lambda} J_o^{\lambda\dagger} + J_o^{\dagger} J_{o\lambda}] + \sin^2 \theta_c [J_{1\lambda} J_1^{\lambda\dagger} + J_1^{\dagger} J_{1\lambda}]$$

Die Produkte der Ströme haben skalare und pseudoskalare Terme. Skalare und somit paritätserhaltende Terme sind die Produkte $V^\lambda V_\lambda^\dagger$ und $A^\lambda A_\lambda^\dagger$, während die $V^\lambda A_\lambda^\dagger$ -Produkte pseudoskalar und daher nicht paritätserhaltend sind.

Die Isospineigenschaften der Wechselwirkung sind durch die Eigenschaften der Hadronenströme gegeben. Der Term mit den J_0 -Strömen ist das symmetrische Produkt zweier Isektoren und daher ein Isoskalar ($\Delta T = 2,0$); der Term $J_{1\lambda} J_{1\lambda}^\dagger + J_{1\lambda}^\dagger J_{1\lambda}$ ist das symmetrische Produkt zweier Isospinoren und damit ein Isektor ($\Delta T = 1$).

Wegen $\sin^2 \theta_c \approx 1/20$ dominieren die Effekte der J_0 -Ströme über die der J_1 -Ströme. Dies wird etwas reduziert durch die Wirkung des "hard-core" in der starken N-N-Wechselwirkung, da der $\cos^2 \theta_c$ -Term zum Austausch von ρ -Mesonen und schwereren Mesonen führt, während der $\sin^2 \theta_c$ -Term einen Ein-Pion-Austauschanteil hat (Ga 73). Die schwache N-N-Kraft ist $\sim 10^7$ mal schwächer als die normale N-N-Kraft. Dennoch ist eine experimentelle Untersuchung der schwachen N-N-Kraft möglich: die schwache N-N-Kraft ist paritätsverletzend.

Über den neutralen Strom Z ist wenig bekannt. Z ändert nicht die Strangness S. Die Lorentz- und Isospin-Struktur des Stroms ist nicht bekannt, d.h. die Frage, ob der neutrale Strom ein Isektor oder eine Mischung aus Isektor und Isoskalar ist. Verschiedene Theorien der schwachen Wechselwirkung beinhalten verschiedene Eigenschaften von Z. Einige fordern einen neutralen Strom, der die Parität erhält.

Andere Theorien, wie die Theorie von Weinberg (We 67, We 71) und Salam (Sa 69), nehmen an, daß der neutrale schwache Strom eine V-A-Mischung darstellt. Die V-Komponente mischt mit dem elektromagnetischen Stromvektor und hat daher $\Delta T = 0$ und 1. Die A-Komponente ist ein "rotierter" geladener Strom und hat $\Delta T = 1$. In der Theorie von Weinberg und Salam bewirken die neutralen Ströme:

- a.) eine paritätsverletzende e-N-Kraft und
- b.) eine $\Delta T = 1$ paritätsverletzende N-N-Kraft, die nicht durch den Faktor $\sin^2 \theta_c$ unterdrückt ist und daher um eine Größenordnung stärker sein soll als nach der Cabibbo-Theorie mit nur geladenen Strömen.

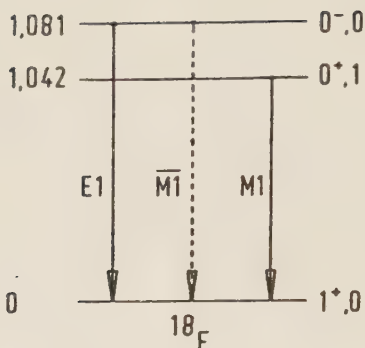


Fig.1 Niveauschema des ^{18}F
(Ausschnitt)

1.2. Paritätsmischung im ^{18}F .

Die Größe der Paritätsmischung durch die $\Delta T = 1$ - Komponente der schwachen N-N-Kraft bietet eine Möglichkeit, zwischen den verschiedenen Theorien der schwachen Wechselwirkung zu unterscheiden. Wenn neutrale Ströme paritätsverletzend sind und isoskalare und isovektorielle Terme enthalten, sollte die $\Delta S = 0$, $\Delta T = 1$ -Paritätsmischung im Kern beträchtlich erhöht sein gegenüber der Vorhersage auf der Basis der geladenen Ströme allein. Die bisher an leichten Kernen durchgeführten Experimente sind entweder nicht empfindlich auf die $\Delta T = 1$ -Komponente oder können zwischen $\Delta T = 1$ und $\Delta T = 0$ nicht unterscheiden.

Die Möglichkeit, die $\Delta T = 1$ -Kraft zu untersuchen, ist im Falle des ^{18}F gegeben. Das 1,042 MeV, 0^+ , $T=1$ Niveau im ^{18}F ist das einzige Niveau, das mit dem 1,081 MeV, 0^- , $T=0$ Niveau unter der Wirkung der schwachen, paritätsverletzenden,

$\Delta T=1$ -Kraft mischt (Fig.1). Der Energieunterschied zwischen den beiden Niveaus beträgt nur 39 keV. Das O^- - und das O^+ -Niveau mischen, so daß

$$\begin{aligned} |1,081\rangle &= |-\rangle + F|+\rangle \\ |1,042\rangle &= |+\rangle - F|-\rangle \quad \text{mit } F = \frac{\langle +|H_{PV}|-\rangle}{39 \text{ keV}} \approx 10^{-6}. \end{aligned}$$

Der Übergang in den Grundzustand $|0\rangle$ ist dann

$$\begin{aligned} \langle 0|E1 + M1|1,081\rangle &= E1 + F M1 & E1 &= \langle 0|E1|-\rangle \\ \langle 0|E1 + M1|1,042\rangle &= M1 - F E1 & M1 &= \langle 0|M1|+\rangle. \end{aligned}$$

Der isospinverbotene E1-Übergang ist stark verzögert ($T_{1,081} = 3 \times 10^{-11}$ sec.), während der M1-Übergang sehr schnell ist ($T_{1,042} = 4 \times 10^{-15}$ sec.). Infolge dieser Lebensdauern ist $M1 \approx 100 E1$.

Die Interferenz von E1- und M1- Strahlung führt zu einer paritätsverletzenden Zirkularpolarisation CP (Wa 65) der 1,081 MeV- und der 1,042 MeV-Quanten:

$$CP_{1,081} = 2 F \frac{M1}{E1} \approx 200 F$$

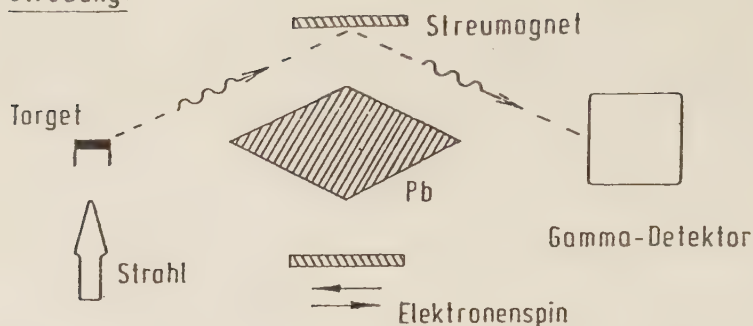
und

$$CP_{1,042} = 2 F \frac{E1}{M1} \approx 0,02 F.$$

Die $CP_{1,042}$ ist elektromagnetisch um einen Faktor 100 abgeschwächt, während die $CP_{1,081}$ um diesen Faktor verstärkt ist. Diese Verstärkung und der geringe Abstand der beiden Niveaus erleichtern die experimentelle Bestimmung der $CP_{1,081}$.

Unter Benutzung von Schalen-Wellenfunktionen berechneten Gari et al. (Ga 75) $CP_{1,081} = 3,6 \times 10^{-4}$ im Cabibbo-Modell und $CP_{1,081} = 5,7 \times 10^{-3}$ im Modell von Weinberg-Salam. Rechnungen von Desplanques et al. (De 77) ergeben im Weinberg-Salam-Modell $CP_{1,081} = 3,6 \times 10^{-3}$.

Streuung:



Transmission:

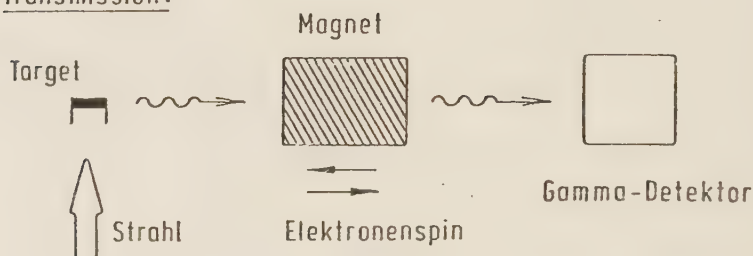


Fig.2 Meßanordnungen zur Bestimmung der Zirkularpolarisation

I.3. Der experimentelle Nachweis zirkularpolarisierter Gamma-Strahlung.

Die zirkulare Polarisation von Gamma-Strahlen kann durch Compton-Streuung an ausgerichteten Elektronen, z.B. in magnetisiertem Eisen, nachgewiesen werden (Sc 58). In Fig.2 sind die beiden wirksamsten Methoden zur Bestimmung der Zirkularpolarisation von Gamma-Strahlen skizziert:

- a.) die Methode der Vorwärtsstreuung,
- b.) die Methode der Transmission.

Die Streumethode führt wegen der räumlichen Ausdehnung von Target, Streumagnet und Detektor zu einer beträchtlichen Verbreiterung der Gamma-Linien nach der Streuung. Bei der Methode der Transmission hingegen ist die Energieauflösung allein durch das Auflösungsvermögen des Gamma-Detektors gegeben. Die Untersuchung der Kernreaktionen, welche als Quelle der 1,081 MeV-Strahlung aus dem ^{18}F geeignet scheinen, wird zeigen, daß wegen der Vielzahl der Linien des Gamma-Spektrums eine gute Energieauflösung bei der Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung nötig ist. Im Fall des ^{18}F ist daher die Transmissionsmethode (trotz ihrer geringeren Analysierstärke) der Streumethode überlegen.

Die Transmission zirkularpolarisierter Photonen durch Eisen ist abhängig von der Magnetisierung des Eisens. Der integrierte Compton-Querschnitt hat die Form

$$\sigma = \sigma_0 + f \text{ CP } \sigma_c^{\pm}$$

f : Bruchteil der orientierten Elektronen,

CP: Grad der Zirkularpolarisation.

σ_0 ist der nicht auf Zirkularpolarisation empfindliche Compton-Querschnitt, während das Vorzeichen von

$$\sigma_c^{\pm} = \pm 2 \pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + 4k_0 + 5k_0^2}{k_0 (1 + 2k_0)^2} - \frac{1 + k_0}{2 k_0^2} \ln(1 + 2k_0) \right\}$$

von der Spinrichtung der Photonen relativ zum Spin der Elektronen abhängt. Das Vorzeichen ist positiv (negativ), wenn der Photonenspin parallel (antiparallel) zum Elektronenspin und daher antiparallel (parallel) zur Magnetisierung steht. In Fig.3 ist σ_c^- als Funktion der

Photonenenergie k_0 (in Einheiten von $m_0 c^2$) aufgetragen. r_0 ist der klassische Elektronenradius. Bei $1,25 m_0 c^2 = 0,65 \text{ MeV}$ ändert σ_c^- das Vorzeichen. Die Methode der Transmission kann daher bei Photonenergien um 650 keV nicht angewendet werden. Diese Einschränkung ist jedoch für die Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Linie ohne Bedeutung.

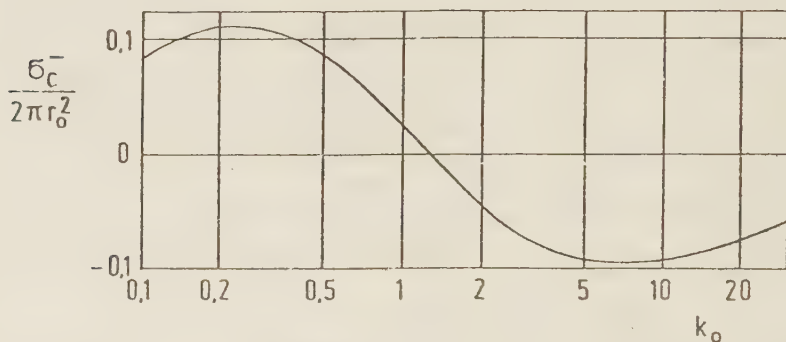


Fig.3. Der polarisationsabhängige totale Compton-Querschnitt als Funktion der Photonenergie. $2\pi r_0^2 = 0,5 \text{ barn}$. k_0 in Einheiten von $m_0 c^2$. (Sc 58).

Der relative Unterschied in der Zählrate in Abhängigkeit von der Magnetisierung des Eisens ist gegeben durch:

$$A = 2 (N^+ - N^-) / (N^+ + N^-) = 2 \tanh(NL\sqrt{\sigma_c CP}).$$

$N^+(N^-)$ ist die Zahl der transmittierten Photonen, wenn der Elektronenspin parallel (antiparallel) zur Photonenrichtung ist. N ist die Zahl der Eisenatome / cm^3 , L die Länge des Absorbers. $\nu = Z \cdot f$ ist die Zahl der orientierten Elektronen pro Eisenatom (bei Sättigung $\nu = 2,06$).

Für $(NL\sqrt{\epsilon_{CP}}) \ll 1$ ist die Asymmetrie in erster Näherung

$$A = 2NL\sqrt{\epsilon_{CP}} = \epsilon \cdot CP .$$

ϵ ist die Polarimeter-Efficiency. Sie ist direkt proportional der Länge des Eisenabsorbers. Mit zunehmender Absorberlänge wird andererseits die Zählrate beträchtlich reduziert. Die optimale Länge von Transmissionspolarimetern ist daher gegeben, wenn in einer bestimmten Meßzeit der relative statistische Fehler der Asymmetrie A minimal ist. Die Efficiency von Transmissionspolarimetern liegt für 1 MeV-Quanten bei etwa 2-3 % .

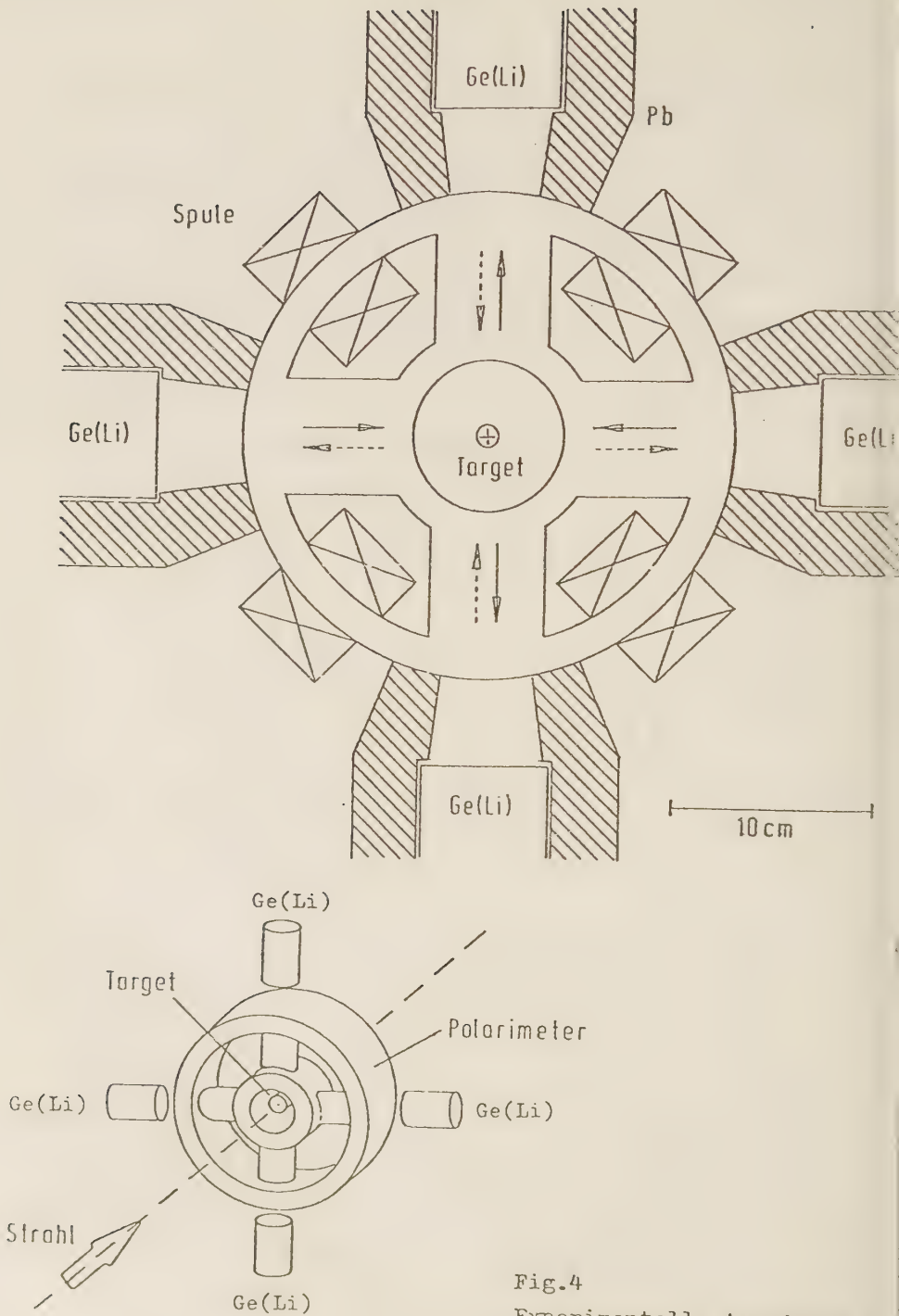


Fig.4

Experimentelle Anordnung

I.4 Die experimentelle Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten aus dem ^{18}F .

Zur Bestimmung der paritätsverletzenden Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung aus dem ^{18}F wurde die in Fig.4 skizzierte Meßanordnung aufgebaut. Fig.4 zeigt das vier-armige Compton-Transmissions-Polarimeter. Dieses Polarimeter wurde von R. Mogharrab (Mo 78) gebaut und vom Kernforschungszentrum Karlsruhe zur Verfügung gestellt. In dem Target wird durch eine Kernreaktion die 1,081 MeV-Gamma-Strahlung erzeugt. Zwischen dem Target und den Gamma-Detektoren liegen die "Speichen" des Polarimeters. Die Magnetisierung der Speichen, parallel oder antiparallel zur Richtung Target-Detektor, wird periodisch gewechselt. Die Signale der Gamma-Detektoren werden in Vielkanal-Analysatoren digitalisiert und den zwei Magnetisierungszuständen des Polarimeters entsprechend in verschiedenen Memory-Bereichen akkumuliert. Zirkularpolarisierte Gamma-Strahlung führt zu unterschiedlichen, von der Magnetisierung abhängigen Zählraten.

Die Asymmetrie in der Zählrate ist das Produkt aus Polarimeter-Efficiency ϵ und Zirkularpolarisation CP. Die Polarimeter-Efficiency wurde von R. Mogharrab mit $(2,3 \pm 0,15) \%$ angegeben. Um eine Zirkularpolarisation $CP = 1 \times 10^{-3}$ zu messen, muß bei dieser Polarimeter-Efficiency eine Asymmetrie in der Zählrate von der Größenordnung 10^{-5} bestimmt werden.

Während am Max Planck-Institut für Chemie in Mainz die oben

skizzierte Meßanordnung aufgebaut, und erste Messungen durchgeführt wurden, beendeten Adelberger et al. (Ad 77, Ba 78) an der California State University in Los Angeles (CSULA) ihren Versuch, die Größe der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung aus dem ^{18}F zu bestimmen. Die 1,081 MeV-Quanten wurden über die Reaktion $^{16}\text{O}(^3\text{He},\text{p})^{18}\text{F}$ erzeugt und mit zwei Transmissionspolarimetern auf ihre Zirkularpolarisation hin untersucht. In etwa 1500 Meßstunden ermittelten sie $\text{CP}_{1,081} = (- 0,7 \pm 2,0) 10^{-3}$. Dieses Ergebnis ist mit beiden zur Diskussion stehenden Modellen der schwachen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung verträglich. Es muß daher Ziel des Versuchs am Max-Planck-Institut für Chemie in Mainz sein, die Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung mit einer größeren statistischen Genauigkeit zu bestimmen als dies Adelberger et al. gelungen ist.

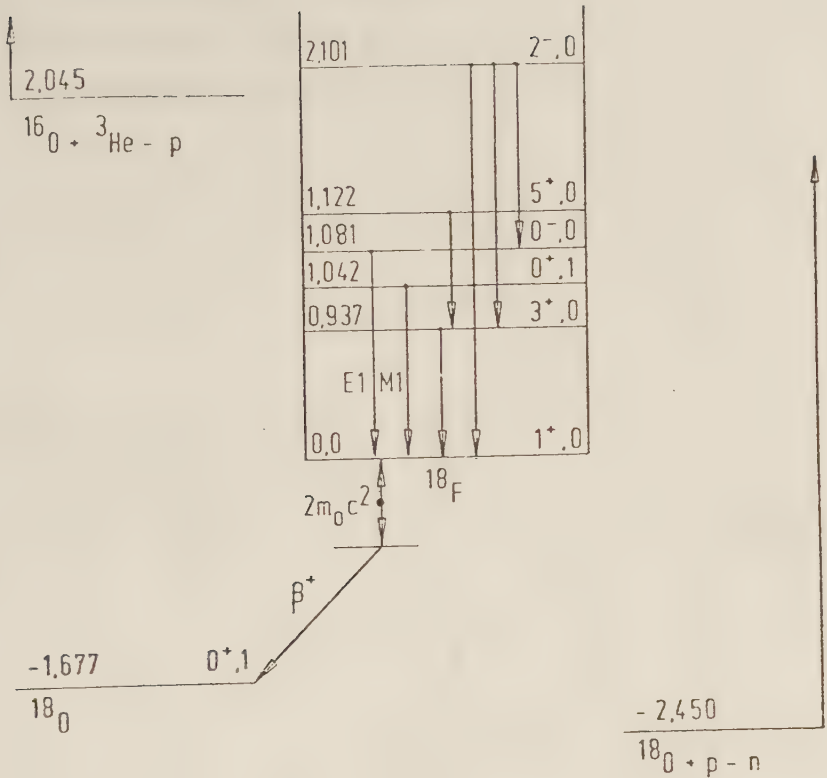


Fig.5 Niveauschema

II. Vergleich der Reaktionen $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ und $^{16}\text{O}(^3\text{He},p)^{18}\text{F}$ als Quelle der 1,081 MeV-Gamma-Strahlung.

Die Reaktionen $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ und $^{16}\text{O}(^3\text{He},p)^{18}\text{F}$ sind intensive Quellen der 1,081 MeV-Strahlung. Sie wurden im Hinblick auf die Messung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung am Pelletron-Beschleuniger des MPI Mainz nach folgenden Gesichtspunkten untersucht:

1. Die 1,081 MeV-Strahlung soll in genügend hoher Intensität erzeugt werden. Durch das Eisen des Polarimeters wird die Intensität der 1,081 MeV-Strahlung um einen Faktor 40 - 50 abgeschwächt.
2. Der Untergrund unter der 1,081 MeV-Linie soll möglichst gering sein. Untergrund unter der Linie verursacht eine Verlängerung der Meßzeit:

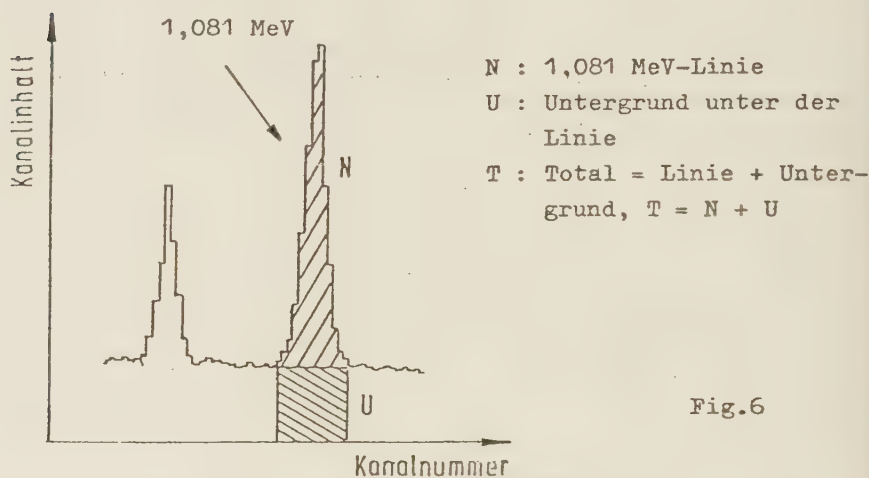


Fig.6

Die Asymmetrie A ist gegeben durch $A = \frac{N^+ - N^-}{(N^+ + N^-)/2}$ (Abschnitt 1.3). Das Quadrat des einfach-statistischen Fehlers der Asymmetrie A ist $\sigma_A^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial N^+}\right)^2 \cdot \sigma_{N^+}^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N^-}\right)^2 \cdot \sigma_{N^-}^2 \approx \frac{2}{N}$ (Näherung: $N^+ \approx N^- \approx N$).

N^+ und N^- sind jedoch keine direkten Meßgrößen, da die 1,081 MeV-Linie nicht ohne Untergrund erzeugt werden kann. Fig.6 zeigt die 1,081 MeV-Linie auf einem Untergrund, der durch die Compton-Streuung höherenergetischer Gamma-Quanten

erzeugt ist. Die Linie kann z.B. durch einen Einkanal-analysator nur zusammen mit dem Untergrund unter der Linie ausgeblendet werden (Meßgrößen: $T^\pm = N^\pm + U^\pm$). Der in $T^\pm$ enthaltene Untergrund $U^\pm$ muß aus dem Verlauf der Untergrundbereiche rechts und links der Linie bestimmt werden (Meßgrößen: U^+, U^-). $N^\pm$ wird somit als Differenz von $T^\pm$ und $U^\pm$ ermittelt.

Daraus folgt für die Asymmetrie der 1,081 MeV-Linie

$$A = A_N = 2 \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = 2 \frac{(T^+ - U^+) - (T^- - U^-)}{(T^+ - U^+) + (T^- - U^-)}.$$

Das Quadrat des einfach-statistischen Fehlers dieser

Asymmetrie berechnet sich zu

$$\begin{aligned} \sigma_{A_N}^2 &= \left(\frac{\partial A_N}{\partial T^+} \right)^2 \cdot \sigma_{T^+}^2 + \left(\frac{\partial A_N}{\partial T^-} \right)^2 \cdot \sigma_{T^-}^2 + \left(\frac{\partial A_N}{\partial U^+} \right)^2 \cdot \sigma_{U^+}^2 + \left(\frac{\partial A_N}{\partial U^-} \right)^2 \cdot \sigma_{U^-}^2 \\ &\approx \frac{2}{T} \frac{1 + U/T}{(1 - U/T)^2} = \frac{2}{N} \frac{1 + U/T}{1 - U/T} \end{aligned}$$

(Näherung: $T^+ \approx T^- \approx T$, $U^+ \approx U^- \approx U$).

Ohne Untergrund unter der Linie wäre $\sigma_{A_N}^2 = \frac{2}{N}$. Durch den Untergrund unter der Linie erhält man ein $\sigma_{A_N}^2$, das um den Faktor $(1 + U/T) / (1 - U/T)$ größer ist.

Die Meßzeit, die benötigt wird, um eine bestimmte statistische Genauigkeit in der Asymmetrie zu erhalten, ist dadurch nicht nur abhängig von der Erzeugungsrate der 1,081 MeV-Quanten, sondern auch von der Stärke des Untergrundes unter der 1,081 MeV-Linie.

3. Die 1,081 MeV-Linie kann nicht isoliert erzeugt werden. Die Gamma-Detektoren und die nachfolgende Elektronik müssen

das gesamte Gamma-Spektrum verarbeiten. Totzeit und Pile-up begrenzen die Zählrate. Das Intensitätsverhältnis der 1,081 MeV-Linie zum Gesamtspektrum hat daher entscheidenden Einfluß auf die zum Nachweis der Zirkularpolarisation benötigte Meßzeit.

4. Bei der Reaktion $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$ ist außerdem der Einfluß der Neutronen auf die Gamma-Detektoren und auf das Gamma-Spektrum zu untersuchen. Dies entfällt bei der Reaktion $^{16}\text{O}(^3\text{He},\text{p})^{18}\text{F}$, wenn die ^3He -Einschußenergie unter der Neutronenschwelle von 3,8 MeV liegt.

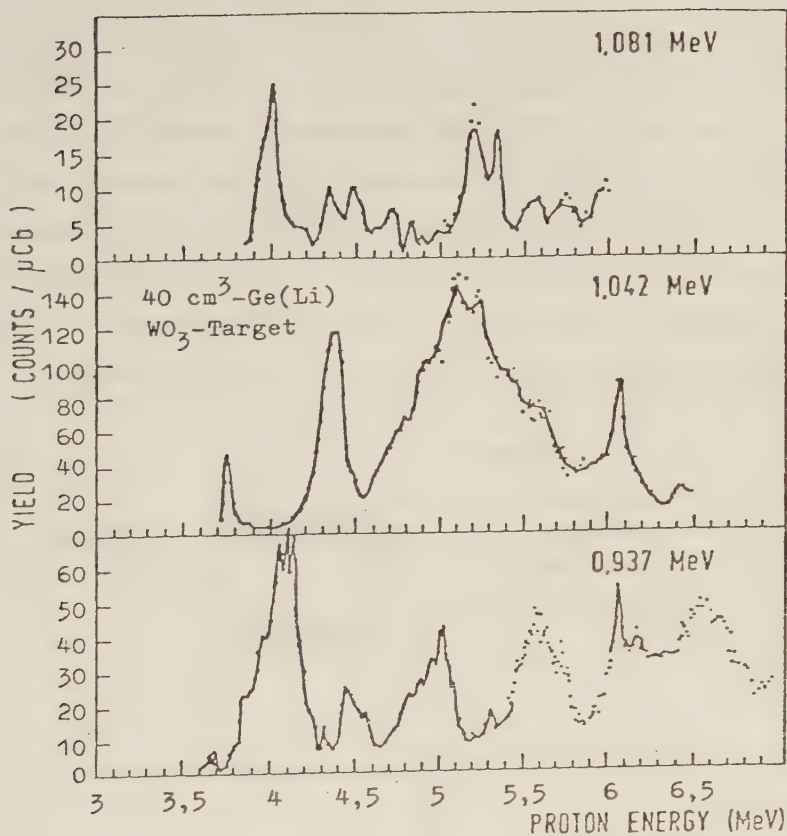


Fig.8 Anregungsfunktionen der 0,937 MeV-, 1,042 MeV- und 1,081 MeV-Strahlung durch $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ (Di 69).

II.1 Die Reaktion $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$.

Protonen-induzierte Reaktionen am ^{18}O wurden von G.U.Din (Di 69) mit Protonenenergien $E_p = 3,0 - 7,0$ MeV untersucht. Die gemessenen Anregungsfunktionen (Fig.8) zeigen für die 1,081 MeV-Strahlung aus dem ^{18}F eine starke Resonanz bei $E_p = 4$ MeV, während das benachbarte 1,042 MeV-Niveau nur schwach angeregt wird. Die Frage, ob die Reaktion $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$

bei der Bestimmung der Zirkularpolarisation als Quelle der 1,081 MeV-Strahlung geeignet ist, kann allein aus den Angaben von G.U.Din nicht beantwortet werden. Dazu ist es nötig, das gesamte Gamma-Spektrum, die Veränderung des Spektrums durch einen Absorber (Polarimeter) zwischen Target und Detektor und den Einfluß der Neutronen auf die Detektoren zu kennen. Die Reaktion $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ wurde daher in dem Energiebereich $E_p = 3,7 - 4,2$ MeV erneut untersucht.

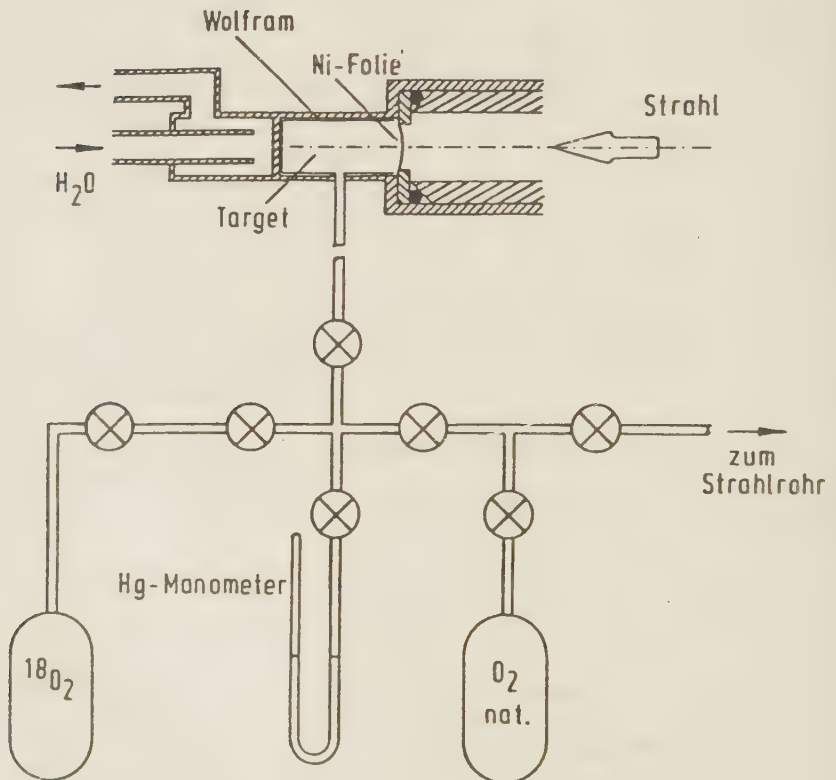


Fig.9 $^{18}\text{O}_2$ -Gastarget

Die ^{18}F -Aktivität wurde in einem $^{18}\text{O}_2$ -Gastarget (Fig.9) erzeugt. Der 2 cm lange, wassergekühlte und mit einem dünnen Wolfram-Blech ausgekleidete Targetzylinder hatte als Eintrittsfenster für den Protonenstrahl eine 2,5 μ dicke Nickel-Folie.

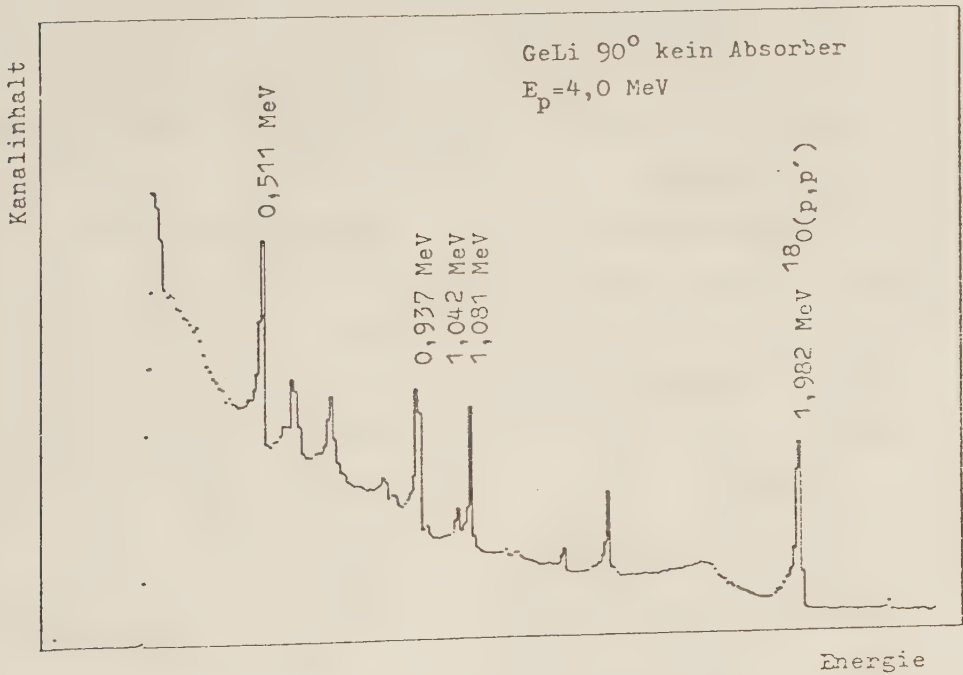


Fig.10 Gamma-Spektrum der Reaktion $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$

Fig.10 zeigt eines der Gamma-Spektren, die zur Bestimmung der Ausbeute an Gamma-Strahlung aus dem ^{18}F mit einem 15 % - GeLi unter 90° zur Strahlrichtung aufgenommen wurden. Der Targetdruck betrug bei diesen Messungen 65 Torr. Für 4 MeV- Protonen entspricht dies einer Targetdicke von 17 keV.

Die 511 keV-Linie (β^+ -Zerfall des ^{18}F), die 937 keV-, die 1,042 MeV- und die 1,081 MeV-Linie sind der (p,n)-Reaktion am ^{18}O zuzuordnen. Die zu untersuchende 1,081 MeV-Linie sitzt auf einem starken Compton-Untergrund, der wesentlich durch die Reaktionen $^{18}\text{O}(\text{p},\text{p}'\gamma_{1,982})$ und $^{18}\text{O}(\text{p},\alpha\gamma_{5,25})$ verursacht ist. Das Intensitätsverhältnis der 1,081 MeV-Linie (N) zum Untergrund (U) unter der Linie ist ohne Polarimeter zwischen Target und Detektor $N/U \approx 1/2$. Inelastische Neutronenstreuung und Neutroneneinfang an Aluminium, Germanium und Eisen erzeugen die übrigen Linien des Spektrums.

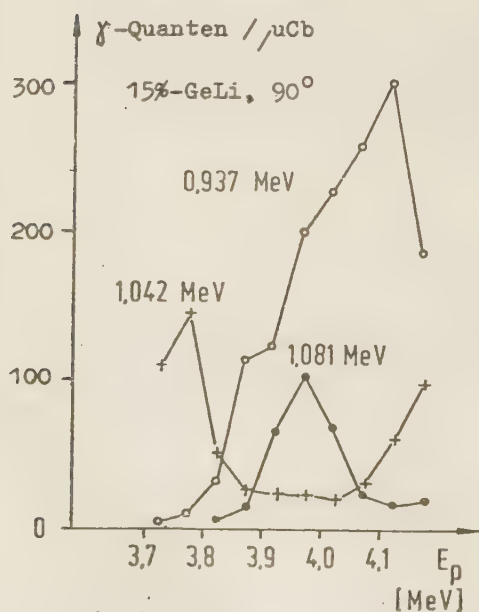


Fig. 11

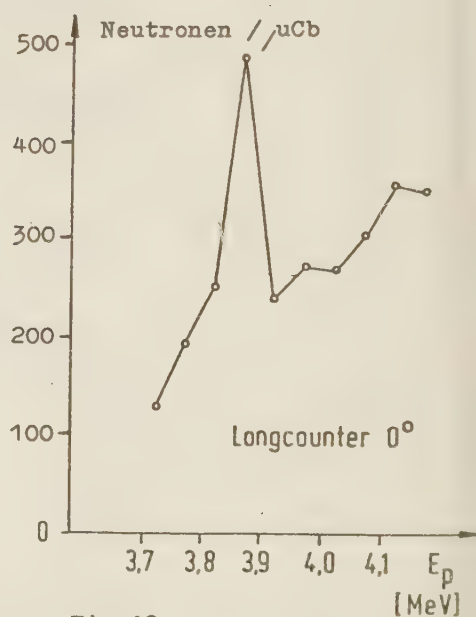


Fig. 12

Fig. 11: Anregungsquerschnitt des 0,937 MeV-, 1,042 MeV- und 1,081 MeV-Niveaus im ^{18}F durch $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})$.

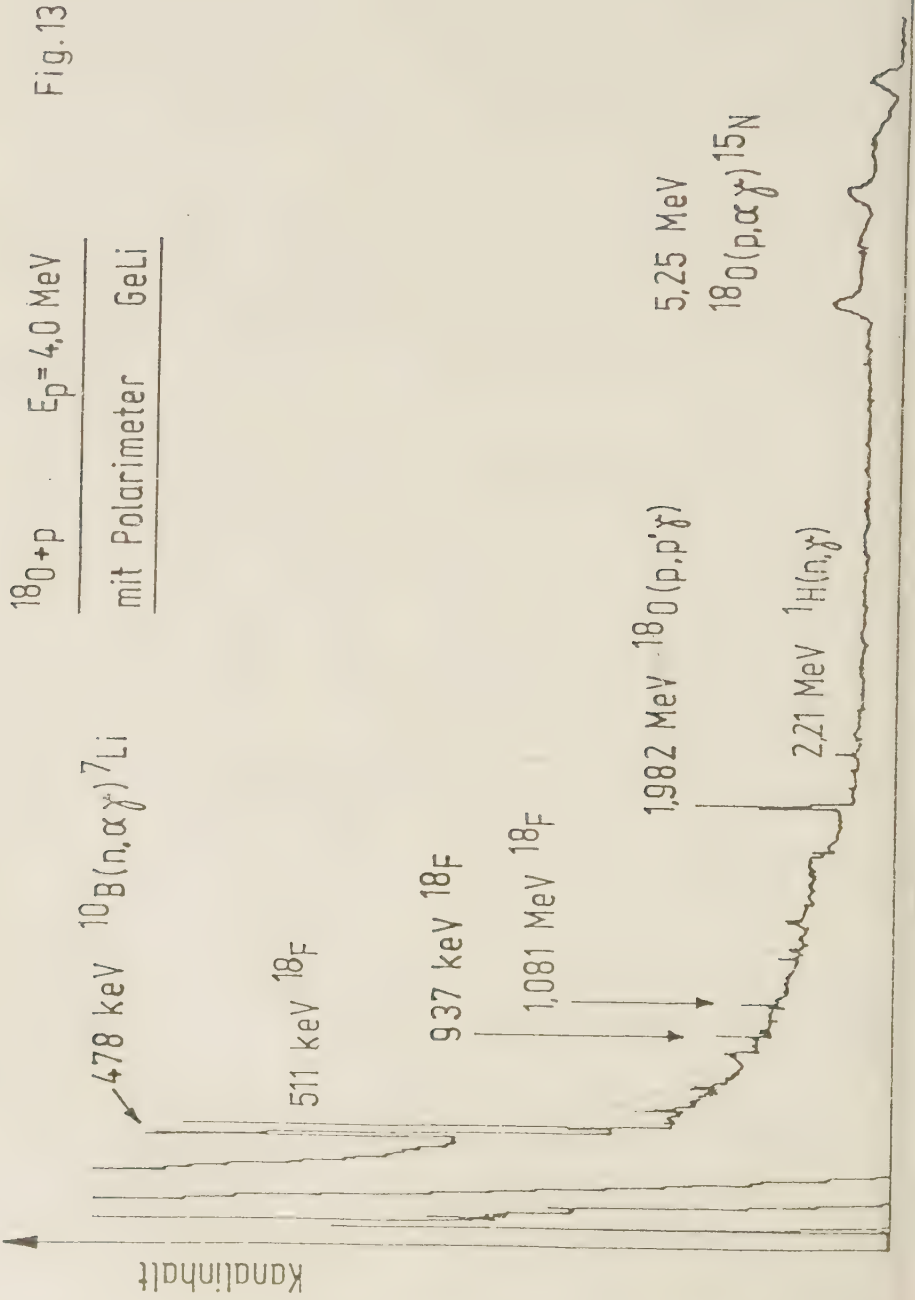
Fig. 12: Neutronenausbeute der Reaktion $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$.

Die gemessenen Anregungsfunktionen für die 0,937 MeV-, die 1,042 MeV- und die 1,081 MeV-Linie sind in Fig.11 dargestellt. Ihr Verlauf stimmt mit den Messungen von G.U.Din überein.

Gleichzeitig mit den Gamma-Messungen wurden die durch die (p,n)-Reaktion erzeugten Neutronen unter 0° zur Strahlrichtung mit einem Long-Counter gezählt (Fig.12).

Um die Einwirkung der Neutronen auf den GeLi abzuschwächen, wurde mit Abschirmungen aus Paraffin, Bor-Paraffin, Cadmium und LiOH experimentiert. Die Zahl der Neutronen am Ort des GeLi-Kristalls konnte vor allem durch Bor-Paraffin auf ein Zehntel verringert werden. Durch die Abschirmungsmaßnahmen wurden jedoch zusätzlich Gamma-Linien erzeugt: Quanten von 478 keV durch $^{10}\text{B}(n,\alpha\gamma)^7\text{Li}$ und 2,21 MeV durch Neutroneneinfang am Wasserstoff. Während beide Gamma-Linien zu einer erhöhten Detektorbelastung führen, verstärken die 2,21 MeV-Quanten, die nach einer Compton-Streuung den Detektor-Kristall wieder verlassen, zusätzlich den Untergrund unter der 1,081 MeV-Linie.

Die Bestimmung der Anregungsfunktionen wurde ohne Absorber durchgeführt. Dennoch ist der Compton-Untergrund unter der 1,081 MeV-Linie bereits stärker als die Intensität der Linie selbst (Fig.10). Er wird weiter verstärkt, wenn sich zwischen Target und Detektor das Polarimeter befindet. Die 1,081 MeV-Quanten werden durch das Polarimeter stärker abgeschwächt



als die höherenergetischen Gamma-Quanten, die den Compton-Untergrund verursachen. Das Spektrum Fig.13 zeigt, daß die 1,081 MeV-Linie nur noch einen sehr geringen Anteil an dem gesamten Gamma-Spektrum hat, wenn sich das Polarimeter zwischen Target und Detektor befindet.

Zusätzlich zu den Messungen mit dem GeLi-Detektor wurden auch einige Spektren mit einem NaJ-Kristall aufgenommen. Die Spektren (Fig.14,15) zeigen, daß das Auflösungsvermögen von NaJ-Kristallen nicht ausreicht, die 1,081 MeV-Linie von der 1,042 MeV-Linie zu trennen. Um ein Spektrum mit möglichst hohem Anteil an 1,081 MeV-Quanten gegenüber den 1,042 MeV-Quanten zu erhalten, muß nach den Anregungsfunktionen (Fig.10) die Energie der Protonen im Target zwischen 3,90 und 4,05 MeV liegen. Der Untergrund unter der 1,081 MeV-Linie ist anders als bei den Messungen mit einem GeLi-Detektor nur zu einem Teil durch die Compton-Streuung höherenergetischer Gamma-Quanten verursacht. Der NaJ-Kristall wird durch die Neutronen aktiviert. Das durch Neutroneneinfang erzeugte ^{128}J zerfällt mit einer Halbwertszeit von 25 min. in ^{128}Te . Die maximale β^- -Energie beträgt 2,13 MeV. Das NaJ-Spektrum (Fig.15I) wurde durch einen 9 cm langen Eisen-Absorber aufgenommen. Im Anschluß an diese Messung wurde der Protonenstrahl vor der Targetzelle in einem Tantal-Becher gestoppt und erneut ein Spektrum aufgenommen. Spektrum Fig.15II zeigt das durch die Aktivierung des NaJ erzeugte Spektrum der β^- und die 511 keV-Linie vom β^+ -Zerfall des in dem Target erzeugten ^{18}F .

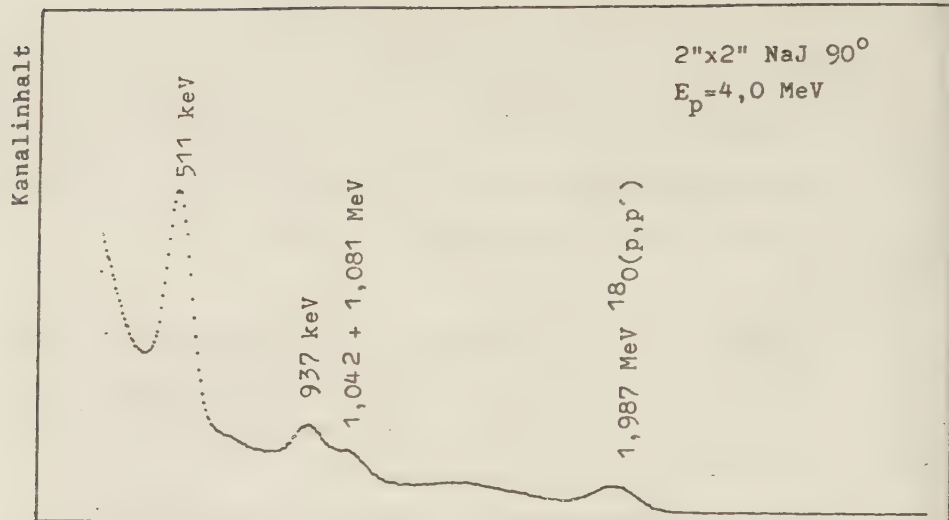


Fig.14 NaJ-Spektrum $^{18}\text{O} + p$, ohne Absorber

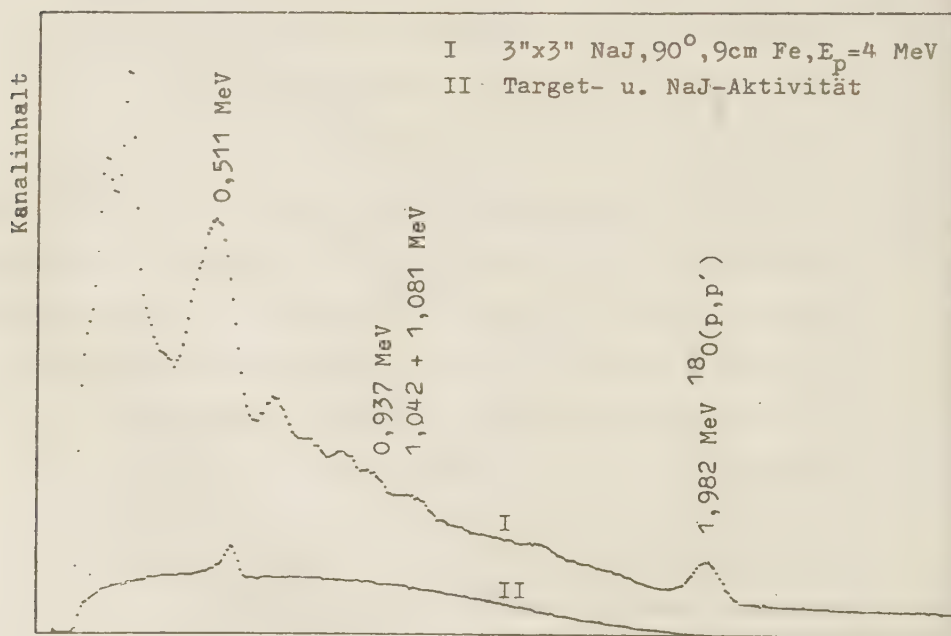


Fig.15 NaJ-Spektren $^{18}\text{O} + p$, mit Absorber

Die durchgeführten Messungen zeigen, daß die Erzeugung der 1,081 MeV-Quanten durch die $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion mit einer intensiven Gamma-Strahlung aus der inelastischen Protonenstreuung am ^{18}O und $^{18}\text{O}(\text{p},\alpha\gamma)^{15}\text{N}$ verbunden ist. Die Folgen sind ein sehr geringer Anteil der 1,081 MeV-Linie an dem gesamten Gamma-Spektrum und ein kräftiger Compton-Untergrund unter der Linie. Die Detektoren müssen gegen die Neutronen aus der (p,n) -Reaktion abgeschirmt werden. Durch Abschirmung kann der direkte Einfluß der Neutronen auf die Detektoren reduziert werden. Alle untersuchten Abschirmungsmaterialien wirken aber als Gamma-Quellen. Dies wiederum führt zu einer zusätzlichen Zählerbelastung und einer weiteren Anhebung des Untergrunds unter der 1,081 MeV-Linie. Die Reaktion $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$ ist daher trotz eines genügend hohen Wirkungsquerschnitts als Quelle beim Nachweis der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung ungeeignet.

II.2. Die Reaktion $^{16}\text{O}(^3\text{He},p)^{18}\text{F}$.

Die Eignung der Reaktion $^{16}\text{O}(^3\text{He},p)^{18}\text{F}$ als Quelle der 1,081 MeV-Strahlung wurde mit ^3He -Ionen der Energie $E_{^3\text{He}} = 3,4 - 3,8$ MeV untersucht. Bei einem Q-Wert von +2,033 MeV war zu erwarten, daß neben dem 0,937 MeV-, dem 1,042 MeV- und dem 1,081 MeV-Niveau auch höherliegende Zustände im ^{18}F angeregt werden (Fig.5 Niveauschema). Die Einschubenergie der ^3He -Ionen wurde so gewählt, daß die Neutronenschwelle für $^{16}\text{O} + ^3\text{He}$ nicht überschritten wird ($E_{\text{Schwelle}} = 3,8$ MeV). Einzige Neutronenquelle ist die Reaktion $^{12}\text{C}(^3\text{He},n)^{14}\text{O}$ in Kohlenstoffablagerungen an den Strahlblenden und dem Target mit einer Schwellenenergie von 1,437 MeV. Störende Einflüsse der Neutronen auf das Gamma-Spektrum durch inelastische Streuung und Neutroneneinfang sollten daher vermeidbar sein. Die Gefahr, die GeLi-Detektoren durch Neutronen zu schädigen, ist erheblich gemindert.

Bei den Messungen wurden als Target benutzt:

1. Keramikscheiben (Al_2O_3) in einem wassergekühlten Kupferbecher,
2. ein von G. Ahrens (MPI Mainz) entwickeltes Wassertarget (Fig.16).

Das Wasser ist durch eine 1,25 μ dicke Nickel-Folie vom Strahlrohr getrennt. Um die Folie zu kühlen und die ^{18}F -Aktivität aus dem Target zu entfernen, wird das Wasser ständig umgepumpt.

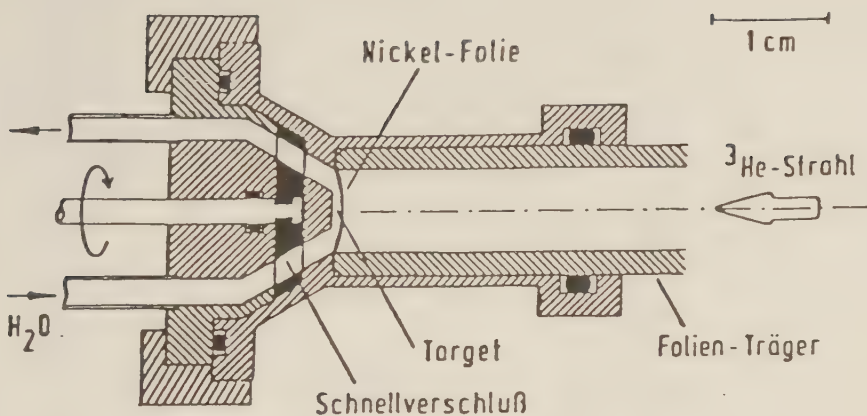
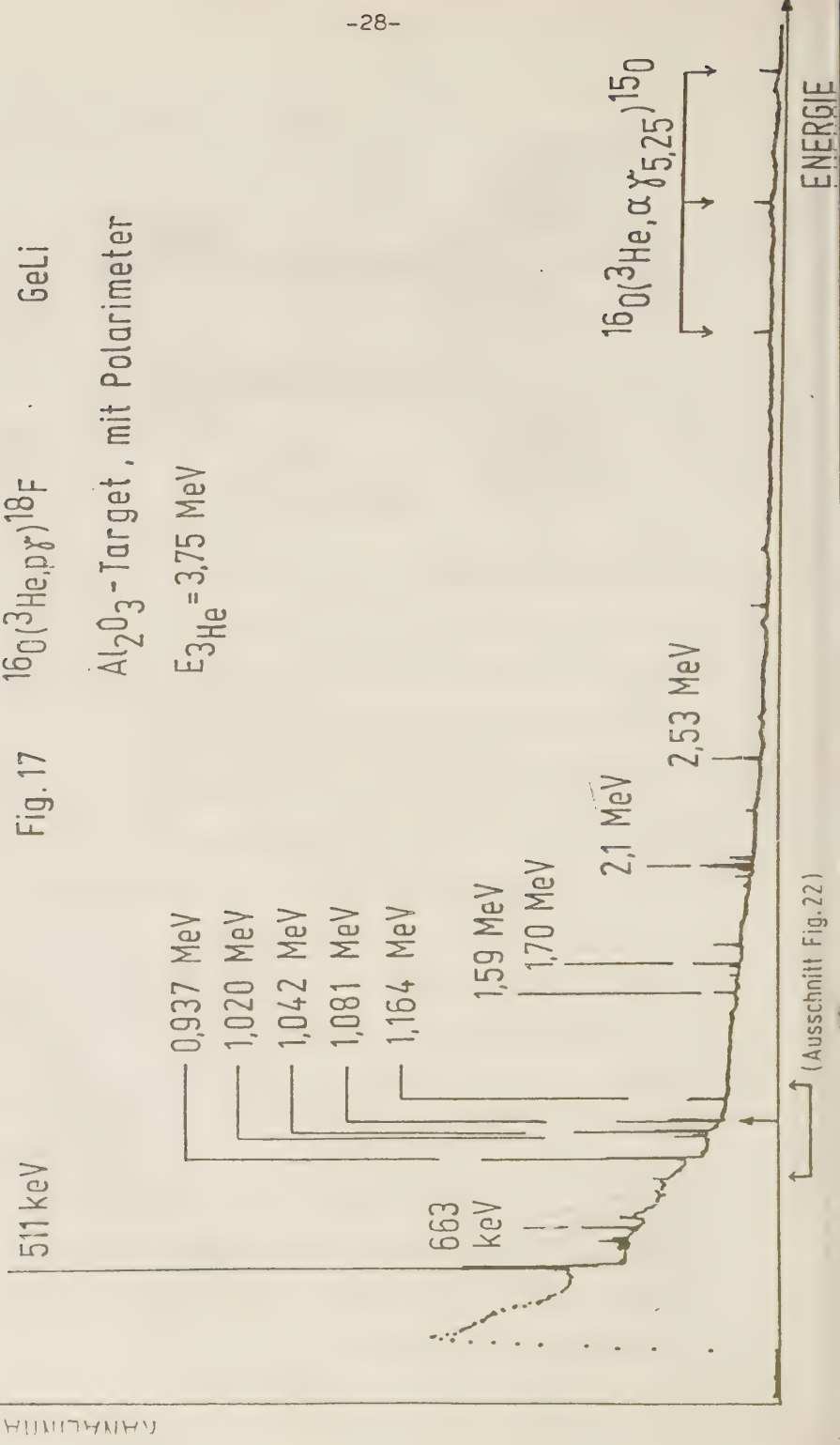


Fig.16 Wassertarget

Fig. 17 zeigt ein Gamma-Spektrum, das beim Beschuß von ^{16}O mit ^3He -Ionen aufgenommen wurde. Wie bei $^{18}\text{O} + p$ erhält man auch bei $^{16}\text{O} + ^3\text{He}$ Gamma-Quanten mit einer Energie über 5 MeV. Sie werden erzeugt durch $^{16}\text{O}(^3\text{He}, \alpha \gamma_{5,25})^{15}\text{O}$. Die von dem Zerfall angeregter Zustände im ^{18}F herrührenden Linien sind durch die Angabe ihrer Energie gekennzeichnet. Das Spektrum (Fig.17) wurde mit dem Polarimeter zwischen Target und GeLi-Detektor aufgenommen. Die hohe Intensität der 511 keV-Linie vom β^+ -Zerfall des ^{18}F ist auf die Verwendung des Al_2O_3 -Targets zurückzuführen. Bei dem Al_2O_3 -Target bleibt das β^+ -aktive ^{18}F am Targetort. ^{18}F zerfällt mit einer Halbwertszeit von 110 Minuten. Bei Verwendung des H_2O -Targets wird die ^{18}F -Aktivität aus dem Target gespült. Die unterschiedliche Detektorbelastung durch die 511 keV-Quanten wird verdeutlicht durch die annähernd maßstabgleichen Spektren Fig.18 und Fig.19.

Fig. 17 $^{16}\text{O}(^3\text{He}, p\gamma)^{18}\text{F}$ GeLi
 Al_2O_3 - Target, mit Polarimeter
 $E_{^3\text{He}} = 3,75 \text{ MeV}$



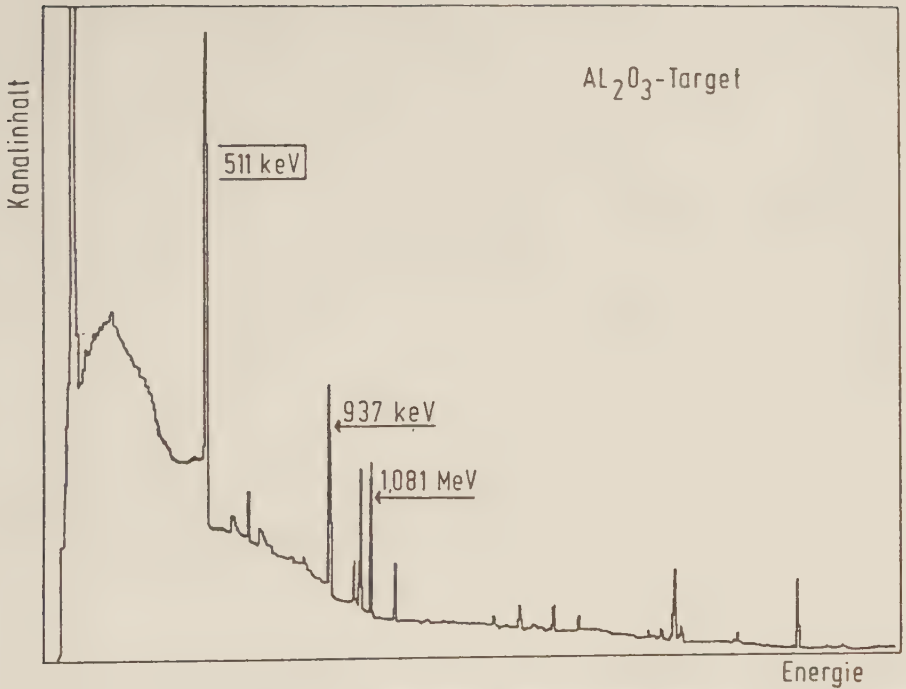


Fig.18 $^{16}\text{O}(^3\text{He}, p)^{18}\text{F}$, 15%-GeLi, mit Polarimeter, Al_2O_3 -Target

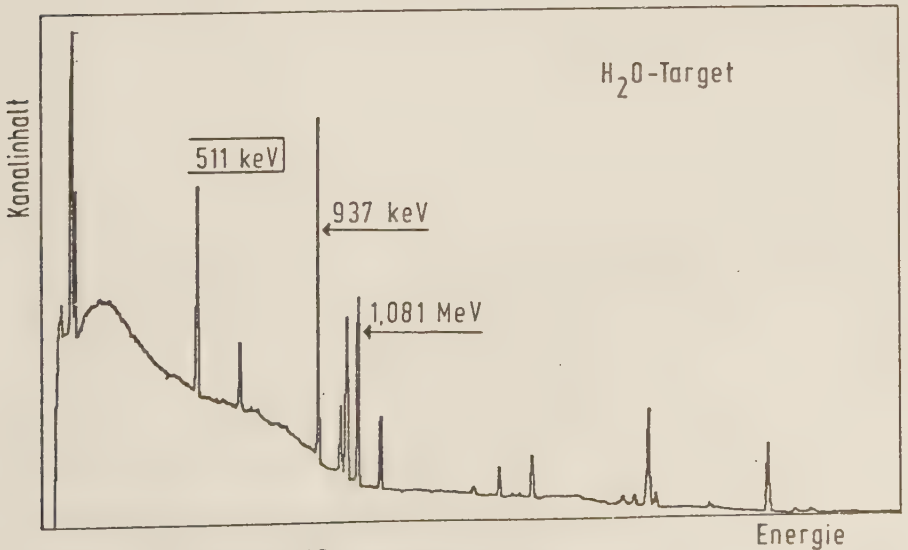


Fig.19 $^{16}\text{O}(^3\text{He}, p)^{18}\text{F}$, 15%-GeLi, mit Polarimeter, H_2O -Target

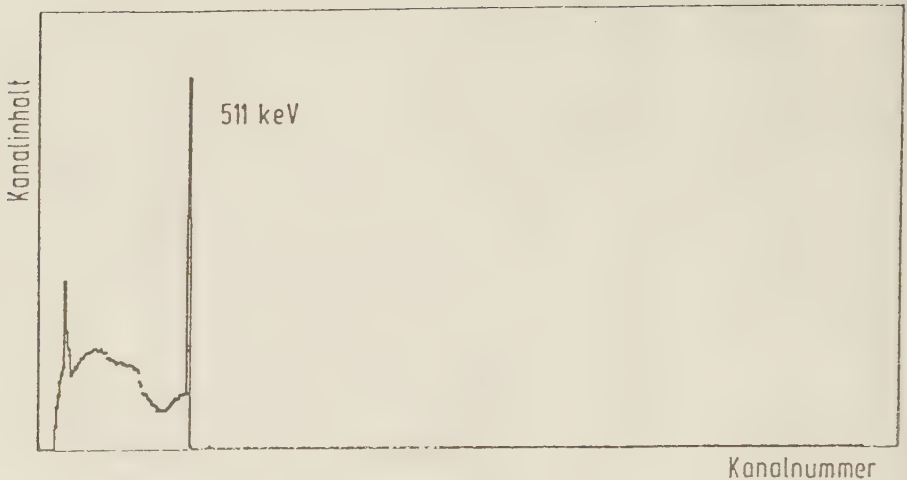


Fig.20 ^{18}F -Aktivität des Al_2O_3 -Targets
15%-GeLi, mit Polarimeter

Fig.20 schließlich zeigt die Aktivität des Al_2O_3 -Targets nach dem Beschuß mit ^3He -Ionen. Das Vermindern der 511 keV-Quanten durch Verwendung des H_2O -Targets bewirkt, daß bei gleicher Gesamtstoßzahl der Anteil der 1,081 MeV-Quanten an dem gesamten Gamma-Spektrum erhöht wird.

Ein Ausschnitt des Gamma-Spektrums (850 - 1250 keV), wie ihn Fig.21 und 22 zeigen, soll im folgenden genauer untersucht werden. Fig.21 wurde ohne Absorber (Polarimeter) unter 90° zur Strahlrichtung mit einem GeLi-Detektor aufgenommen. Zusätzlich zu der Linie, die der 1,081 MeV-Strahlung entspricht, zeigt das Spektrum Linien von Gamma-Strahlen von 0,937 MeV, 1,020 MeV, 1,042 MeV und 1,163 MeV. Die Linien des Spektrums sind ausschließlich durch die

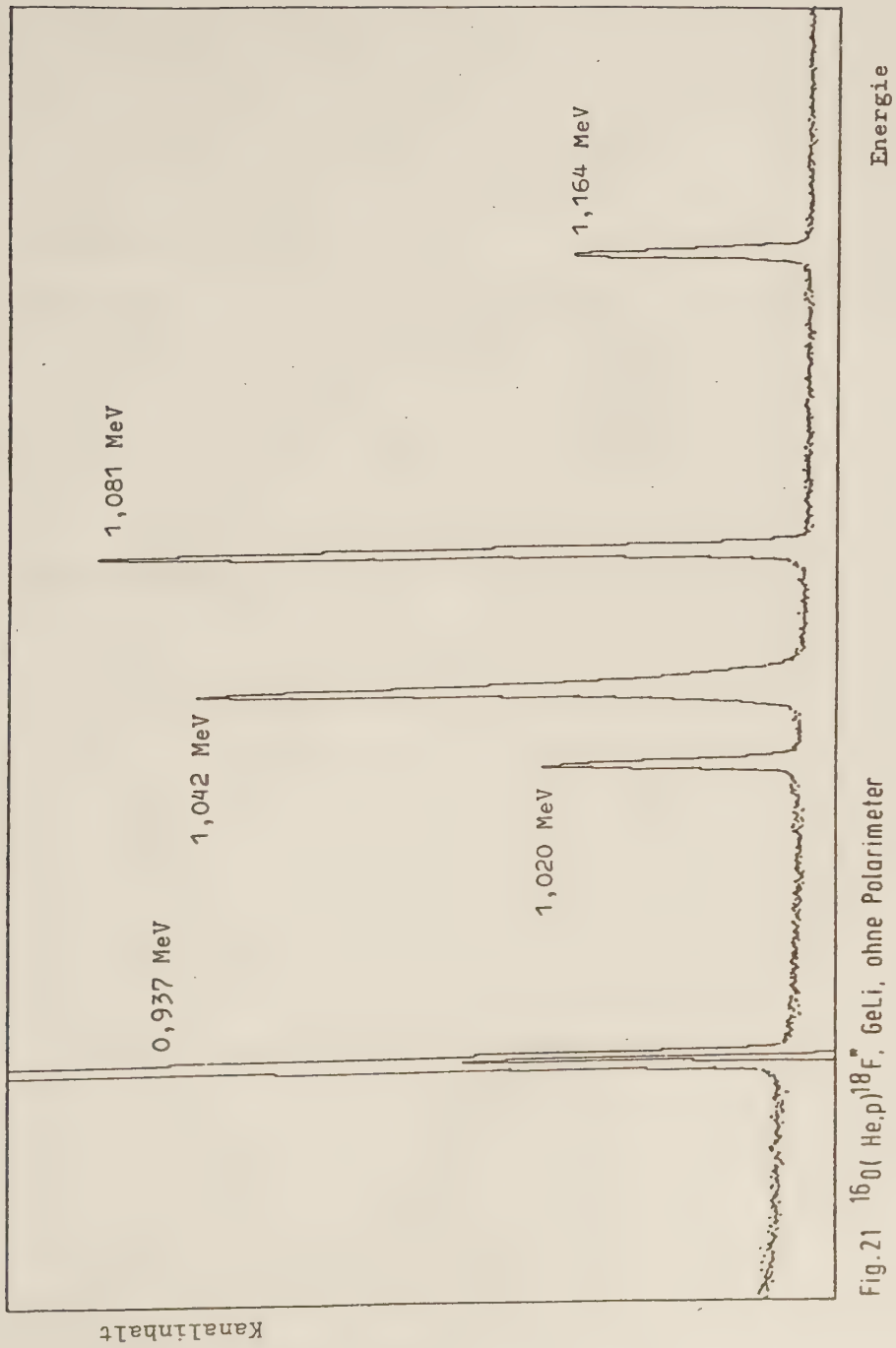
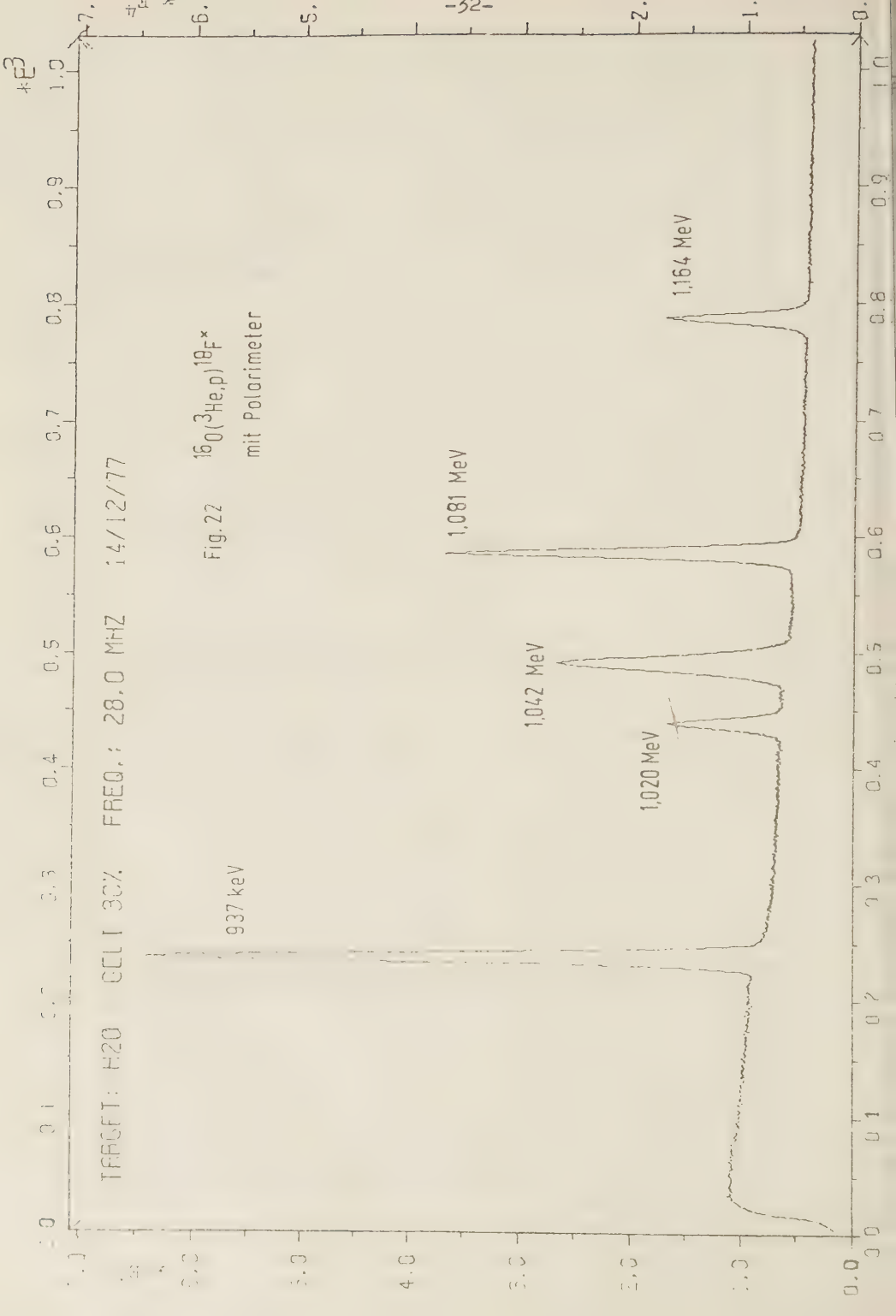


Fig. 21 $^{16}\text{O}(\text{He}, p)^{18}\text{F}^+$, 6Li , ohne Polarimeter



Reaktion $^{16}\text{O}(^3\text{He},\text{p})^{18}\text{F}$ erzeugt worden. Der Untergrund unter den Linien stammt zu einem großen Teil von dem Compton-Plateau der 5,2 MeV-Gammas aus $^{16}\text{O}(^3\text{He},\alpha\gamma)^{15}\text{O}$. Die Intensität der 1,081 MeV-Linie ist etwa 8-mal stärker als die Intensität des Untergrunds unter der Linie.

Eine Messung mit 8 cm Eisen (Polarimeter) zwischen Target und Detektor zeigt die zu erwartende Anhebung des Compton-Untergrunds (Fig.22). Die 5,2 MeV-Quanten werden durch das Eisen des Polarimeters weniger abgeschwächt als die 1 MeV-Quanten. Die Ausbeute an 1,081 MeV-Quanten bleibt dennoch größer als der Untergrund unter der Linie ($N/U \approx 3$; N: Intensität der 1,081 MeV-Linie, U: Untergrund unter der Linie). Die zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten benötigte Meßzeit wird durch den Untergrund bei der Reaktion $^{16}\text{O}(^3\text{He},\text{p})^{18}\text{F}$ in weit geringerem Maße erhöht als bei der Reaktion $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$. Dort war die Intensität der 1,081 MeV-Linie geringer als die Intensität des Untergrunds.

Zur Bestimmung der Quantenausbeute in Abhängigkeit von der ^3He -Einschußenergie (Fig.23) wurde die Energie der ^3He -Ionen schrittweise von 3,4 auf 3,8 MeV erhöht. Der experimentelle Aufbau bestand aus dem H_2O -Target, dem Polarimeter und einem GeLi-Detektor mit 30% Efficiency. Der Abstand zwischen GeLi und Polarimeter betrug 9 cm. Analysiert wurden Gamma-Quanten mit Energien zwischen 50 keV und 2,1 MeV. Die Intensität der Gamma-Quanten in diesem Energiebereich ist nur wenig geringer als die Intensität des gesamten Gamma-Spektrums.

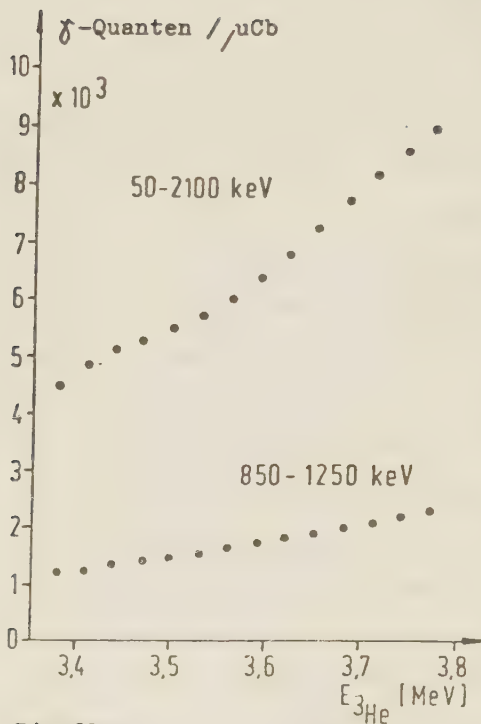


Fig. 23a

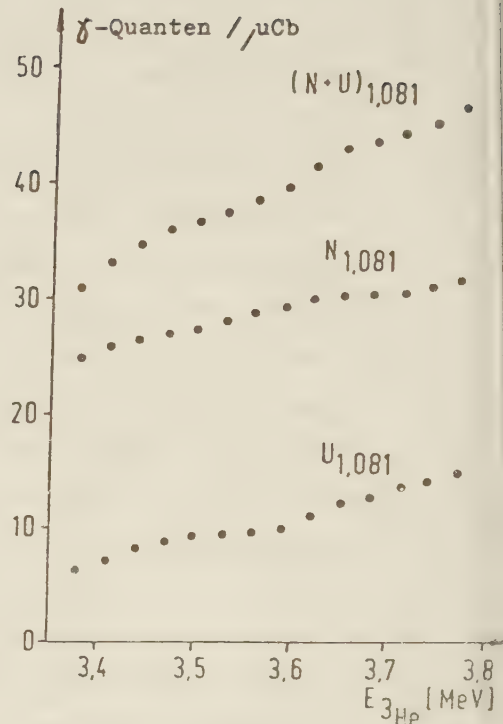


Fig. 23b

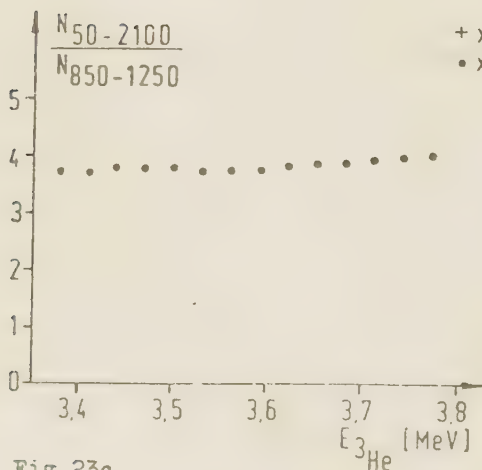


Fig. 23c

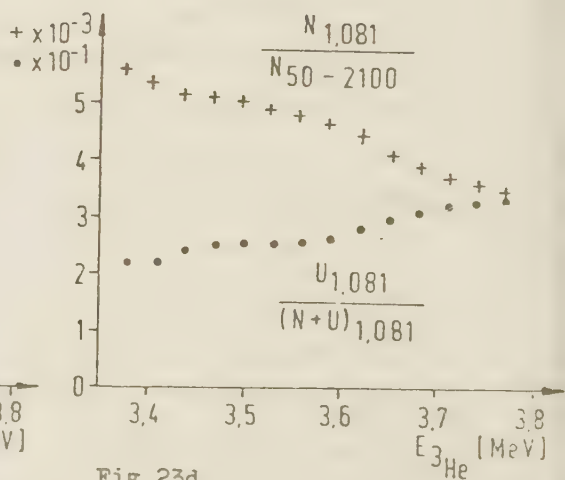


Fig. 23d

Quantenausbeute in Abhängigkeit von der ^3He -Einschußenergie

Fig.23a zeigt, daß eine Erhöhung der ^3He -Energie von 3,4 auf 3,8 MeV eine Verdopplung der Quantenproduktion in dem Energiebereich von 50 - 2100 keV zur Folge hat. Das gleiche gilt für den Ausschnitt mit Quantenenergien von 850 - 1250 keV, wie er z.B. in Fig.22 gezeigt wird. Das Verhältnis der beiden Intensitäten ist nahezu konstant (Fig.23c). Die Erzeugungsrate der 1,081 MeV-Quanten (Fig.23b) nimmt in dem untersuchten Energiebereich nur wenig und in geringerem Maße als der Untergrund unter der Linie mit steigender ^3He -Energie zu. Der Anteil des Untergrundes unter der 1,081-MeV-Linie an der Intensität der Linie mit Untergrund steigt mit zunehmender Einschußenergie von etwa 20 % auf über 30 % (Fig.23d). Gleichzeitig sinkt der Anteil der 1,081 MeV-Quanten an dem gesamten Gamma-Spektrum. Die Ausbeutekurven legen daher nahe, bei der Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten mit einer möglichst niedrigen Energie der ^3He -Ionen in das Wassertarget einzuschießen. Die Ausbeute an 1,081 MeV-Quanten kann durch Erhöhung des ^3He -Stroms auf den gewünschten Wert gebracht werden. Mit einer Erniedrigung der ^3He -Energie ist allerdings eine kürzere Lebensdauer der Nickel-Folie verbunden, die das Targetwasser vom Hochvakuum des Strahlrohrs trennt. Der Energieverlust der ^3He -Ionen in der Nickel-Folie nimmt mit abnehmender Einschußenergie zu.

Die bei der Untersuchung der ($^3\text{He},p$)- Reaktion bisher gezeigten Spektren wurden ausschließlich mit einem GeLi-Detektor

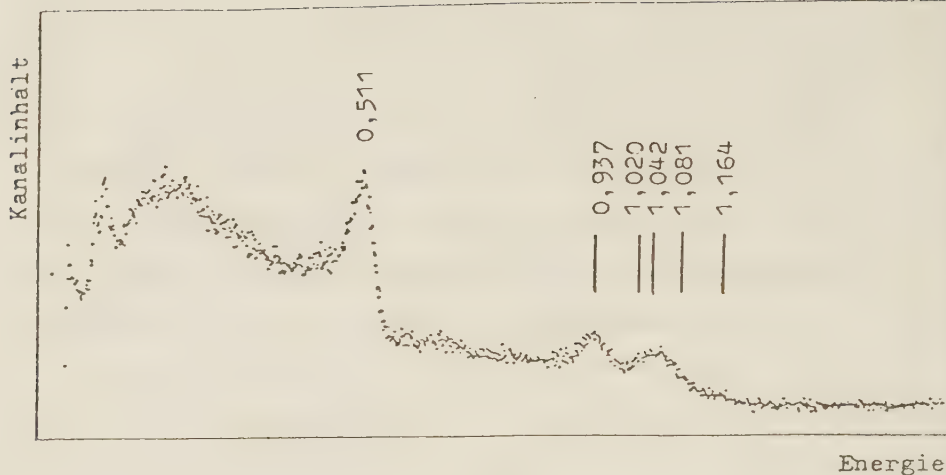


Fig.24 NaJ-Spektrum, $^{16}\text{O}(\text{}^3\text{He}, \text{p})^{18}\text{F}$, mit Polarimeter

aufgenommen. Fig.24 gibt ein NaJ-Spektrum wieder. Eingezeichnet sind die Linien, die durch $^{16}\text{O}(\text{}^3\text{He}, \text{p})^{18}\text{F}$ in der Umgebung der 1,081 MeV-Linie erzeugt werden. Ein NaJ-Kristall ist nicht in der Lage, die 1,081 MeV-Linie von den benachbarten Linien energetisch zu trennen. NaJ-Kristalle besitzen jedoch eine größere Ansprechwahrscheinlichkeit als die zur Zeit im Handel erhältlichen GeLi-Kristalle. Zudem können NaJ-Kristalle eine höhere Stoßzahl verarbeiten. Ein Vergleich zwischen GeLi und NaJ ist daher trotz der schlechteren Energieauflösung des NaJ angebracht:

Der einfach-statistische Fehler der Asymmetrie A_N ist nach

Abschnitt II (Seite 15)

$$\sigma_{A_N}^2 = \frac{2}{T} \frac{1 + U/T}{(1 - U/T)^2}.$$

N : 1,081 MeV-Linie

U : Untergrund unter der Linie

T : $T = N + U$

Im folgenden bedeuten:

S : das gesamte Gamma-Spektrum

$\dot{S}$: die totale Stoßzahl / Sekunde (zeitlich konstant vor-

t : Meßzeit ausgesetzt)

Zum Erreichen eines statistischen Fehlers σ_{A_N} sind demnach

$$T = \frac{2}{\sigma_{A_N}^2} \frac{1 + U/T}{(1 - U/T)^2} = \frac{T}{S} \dot{S} t = \frac{N}{S} \frac{1}{1 - U/T} \dot{S} t$$

Ereignisse in einem "Fenster", das die 1,081 MeV-Linie einschließt, zu registrieren. Dazu wird die Meßzeit

$$t = \frac{2}{\sigma_{A_N}^2} \frac{1 + U/T}{1 - U/T} \frac{1}{\dot{S} N/S} \quad \text{benötigt.}$$

Der Untergrundanteil U/T an dem "Fenster" und der Anteil der 1,081 MeV-Linie an dem gesamten Gamma-Spektrum sind für GeLi bzw. NaJ:

	U/T	N/S
GeLi :	0,30	0,3 (N/S) _{NaJ}
NaJ :	0,82	3,3 (N/S) _{GeLi}

Die Meßzeit, die man benötigt, um bei gleicher Stoßzahl $\dot{S}$ die gleiche statistische Genauigkeit zu erreichen, ist daher

$$t_{NaJ} = 1,6 t_{GeLi} \quad \text{bzw.} \quad t_{GeLi} = 0,6 t_{NaJ} .$$

Da mit einem NaJ-Kristall eine höhere Stoßzahl $\dot{S}$ verarbeitet werden kann, ist der NaJ-Kristall hinsichtlich der zum

Erreichen einer bestimmten statistischen Genauigkeit benötigten Meßzeit vergleichbar. Bei Verwendung eines GeLi-Detektors ist es jedoch der besseren Energieauflösung wegen möglich, eine detailliertere Information über die Asymmetrien der Linien und der Untergrundbereiche zwischen den Linien zu erhalten: Die Asymmetrie der 1,081 MeV-Linie kann direkt mit den Asymmetrien aller benachbarter Linien und Untergrundbereiche verglichen werden.

Zusammenfassend zeigt der Vergleich der Reaktionen $^{18}\text{O}(\text{p}, \text{n})^{18}\text{F}$ (Abschnitt II.1) und $^{16}\text{O}({}^3\text{He}, \text{p})^{18}\text{F}$, daß die $({}^3\text{He}, \text{p})$ -Reaktion als Quelle der 1,081 MeV-Strahlung bei genügend hoher Ausbeute und geringer Neutronenproduktion die günstigeren Untergrundverhältnisse bietet. Die weiteren Untersuchungen zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung aus dem ^{18}F werden daher ausschließlich mit der Reaktion $^{16}\text{O}({}^3\text{He}, \text{p})^{18}\text{F}$ durchgeführt.

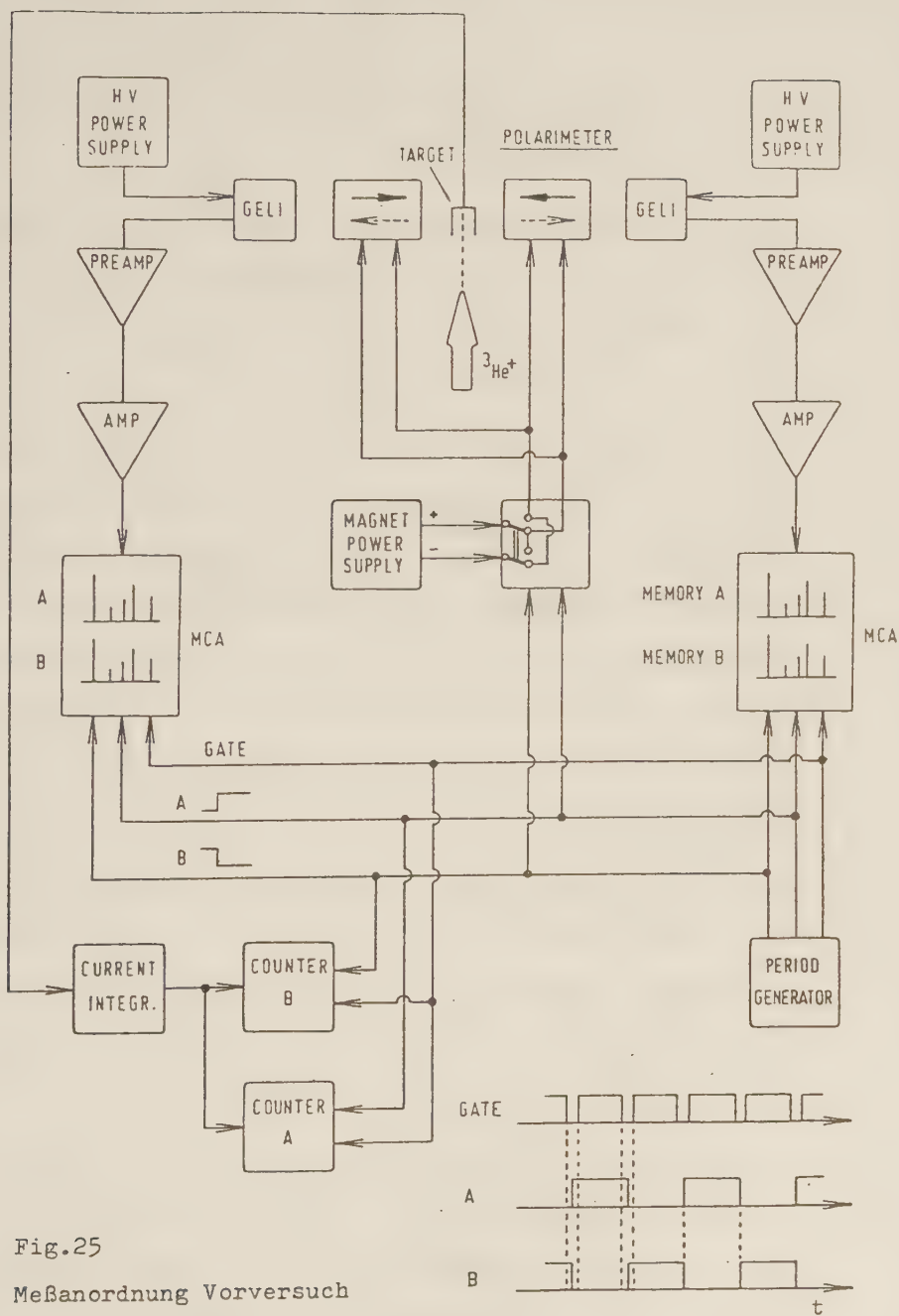


Fig.25

Meßanordnung Vorversuch

III.1 Vorversuch zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten.

Der experimentelle Aufbau eines Vorversuchs zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten aus dem ^{18}F ist in Fig.25 skizziert. Die 1,081 MeV-Quanten wurden durch $^{16}\text{O}(^3\text{He},\text{p})^{18}\text{F}$ erzeugt. Die Energie der $^3\text{He}^+$ -Ionen betrug 3,4 MeV. Mit maximal 5 μA $^3\text{He}^+$ wurde zunächst eine Al_2O_3 -Scheibe, später das H_2O -Target (Fig.16) beschossen. Von den vier Speichen des Transmissionspolarimeters wurden zunächst zwei gegenüberliegende Speichen mit GeLi-Detektoren bestückt. Ein Ausschnitt des Gamma-Spektrums von etwa 850 keV bis 1,25 MeV wurde in den beiden Vielkanalanalysatoren digitalisiert und dem Magnetisierungszustand des Polarimeters entsprechend in der ersten oder zweiten Memory-Hälfte gespeichert. Die Magnetisierung des Polarimeters wurde in Abständen von 10 Sekunden geändert. Um zu vermeiden, daß während des Umpolvorgangs Daten registriert werden, wurden die Vielkanalanalysatoren 1/10 Sekunde vor dem Umpolen durch die Steueruhr gesperrt und 1/10 Sekunde nach dem Umpolen wieder freigegeben. Nach jeweils 20 Minuten Meßdauer wurde der Inhalt der beiden Vielkanalanalysatoren auf Lochstreifen ausgelesen.

Die in den beiden Magnetisierungsrichtungen des Polarimeters gemessenen Spektren wurden in zehn Bereiche unterteilt. Die Bereiche sind in Fig.26a schraffiert gezeichnet. Für jeden der Bereiche wurde die Asymmetrie $A = 2 (N^+ - N^-) / (N^+ + N^-)$

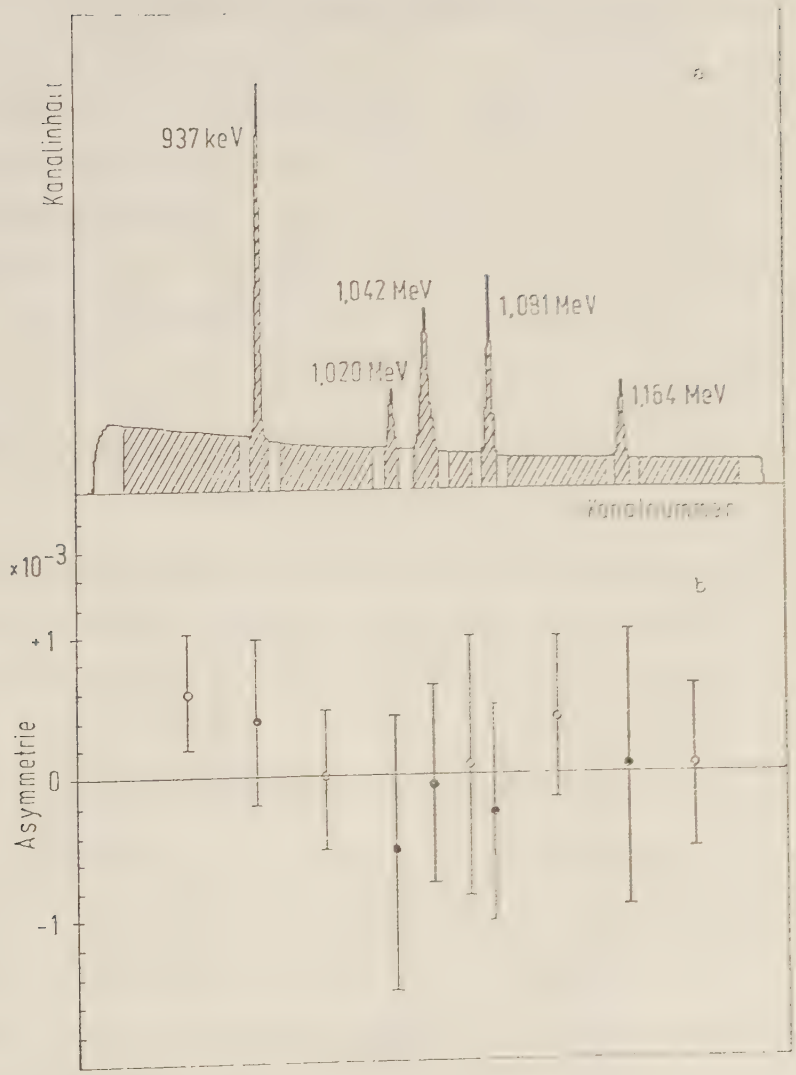


Fig.26 Asymmetrien Vorversuch.

berechnet. Das Ergebnis dieser ersten kurzen Messung ist in Fig. 26b aufgezeichnet. Die Asymmetrien der fünf Untergrundbereiche sind durch Kreise, die Asymmetrien der Linien mit Untergrund durch Punkte gekennzeichnet. Die in dem Vorversuch bestimmten Asymmetrien sind mit Null verträglich, die statistischen Fehler $\leq 1 \times 10^{-3}$. Eine Asymmetrie, die auf die Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten zurückzuführen ist, sollte allerdings auch erst in der Größenordnung einiger 10^{-5} liegen. Um Asymmetrien dieser Größenordnung bestimmen zu können, muß die vorhandene Meßanordnung erweitert und weitgehend automatisiert werden. Die erweiterte und auf lange Meßzeiten ausgerichtete Anordnung ist in Abschnitt III.3 beschrieben.

Die in Fig. 26b eingezeichneten Linienasymmetrien enthalten nicht nur die Asymmetrie der Linien, sondern auch die Asymmetrie des Untergrunds unter den Linien. Die Asymmetrie einer Linie ist nach Abschnitt II gegeben durch

$$A_N = 2 \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = 2 \frac{(T^+ - U^+) - (T^- - U^-)}{(T^+ - U^+) + (T^- - U^-)}.$$

Diese Definition der Asymmetrie ist identisch mit

$$A_N = (A_T - A_U \cdot U/T) / (1 - U/T).$$

$$A_T = 2 \frac{T^+ - T^-}{T^+ + T^-} \quad \text{ist die Asymmetrie der Linie mit Untergrund,}$$

$$A_U = 2 \frac{U^+ - U^-}{U^+ + U^-} \quad \text{die Asymmetrie des Untergrunds und } U/T = \frac{U^+ + U^-}{T^+ + T^-}$$

das Verhältnis von Untergrund zur Linie mit Untergrund.

Auf die Asymmetrie des Untergrunds unter einer Linie kann nur aus den Asymmetrien der benachbarten Untergrundbereiche und Linien geschlossen werden.

III.2 Diskussion der bei einer Messung der Zirkularpolarisation in Frage kommenden Fehlerquellen.

Die Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung aus dem ^{18}F bewirkt eine Asymmetrie in der Zählrate. Der Compton-Untergrund und die Linien, die der 1,081 MeV-Linie benachbart sind, sollten keine oder nur eine wesentlich kleinere Asymmetrie als die 1,081 MeV-Linie zeigen. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmten Asymmetrien sind mit Null verträglich, die statistischen Fehler $\leq 2 \times 10^{-4}$ (Abschnitt III.4, Fig.22). Innerhalb dieser Genauigkeit konnten somit weder apparative noch durch Zirkularpolarisation der Gamma-Strahlung hervorgerufene Asymmetrien festgestellt werden. Bei der letztlich angestrebten Meßgenauigkeit von einigen 10^{-5} gibt es jedoch eine Reihe von Effekten, die Asymmetrien dieser Größenordnung im Untergrund oder bei den Linien verursachen können:

a. Ablenkung des ^3He -Strahls durch das Streufeld des Polarimeters.

Die Einwirkung des magnetischen Streufeldes auf den Ionenstrahl führt zu einer von der Magnetisierung des Polarimeters abhängigen Verlagerung des Reaktionsortes in dem Target. Die Auslenkung des Ionenstrahls durch das Magnetfeld ist näherungsweise

$$\delta r = l^2 B / 2 (B_0)$$

l : Weglänge des Ionenstrahls im Magnetfeld B $\perp$ Strahlrichtung

B_0 : magnetische Steifigkeit des Ionenstrahls .

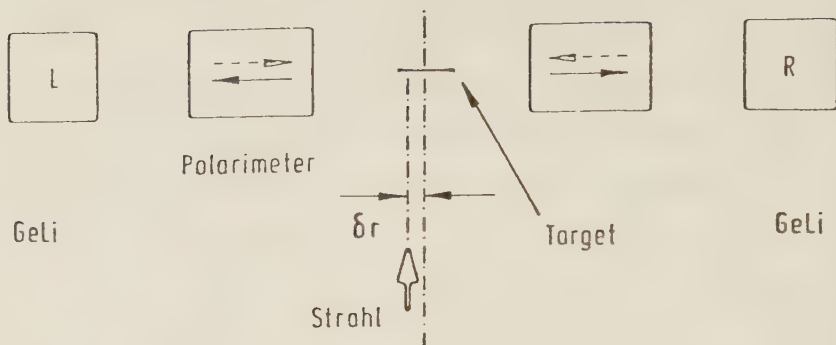


Fig.27

Mit der Änderung δr des Abstandes r zwischen Target und Detektor (Fig.27) ist eine Änderung in der Zählrate verbunden:

$$Z^{\pm} \approx Z_0 \cdot (1 \pm \delta r/r) .$$

Bei Messungen mit nur einer Speiche des vierarmigen Transmissionspolarimeters (Fig.4) verursacht das Streufeld somit eine Asymmetrie in der Zählrate

$$A = 2 (Z^{+} - Z^{-}) / (Z^{+} + Z^{-}) = 2 \delta r/r .$$

Durch Zusammenfassen zweier gegenüberliegender Analysierzweige, die die gleiche Magnetisierungsrichtung relativ zur Richtung Target-Detektor haben, wird diese Asymmetrie abgeschwächt:

$$A = 2 \frac{e_L - e_R}{e_L + e_R} \cdot \frac{\delta r}{r} \ll \frac{\delta r}{r} .$$

$e_{L,R}$ ist die Efficiency des linken, bzw. rechten Gamma-Detektors. Die Asymmetrie A verschwindet, wenn der rechte und der linke Detektor die gleiche Efficiency haben.

Bei der Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-

Quanten aus dem ^{18}F ist die magnetische Steifigkeit der $^3\text{He}^+$ -Ionen vor der Nickel-Folie des Wassertargets, das sich im Zentrum des Polarimeters befindet, $B_0 = 4,8 \times 10^5$ Gauss cm ($E_{^3\text{He}} = 3,8 \text{ MeV}$). Das Streufeld des Polarimeters ist in einem Bereich von 0,5 cm um die Strahlachse kleiner als 2 Gauss. Bei einem Weg von maximal 10 cm in diesem Streufeld erfährt der Ionenstrahl eine Ablenkung $\delta r \leq 2 \times 10^{-4}$ cm. Diese Ablenkung führt zu einer Asymmetrie in der Zählrate $A \leq 2 \times 10^{-5}$ (ein Analysierzweig, Abstand Target - Detektor : 20 cm). Durch Zusammenfassen zweier gegenüberliegender Analysierzweige wird die Asymmetrie reduziert auf $A \leq 1 \times 10^{-6}$, wenn der Unterschied in der Efficiency der Detektoren kleiner 10 % ist. Eine solche Asymmetrie, die sich zudem auf alle Linien des Spektrums auswirkt, liegt unterhalb der angestrebten Meßgenauigkeit von einigen 10^{-5} .

b. Die Präzession angeregter ^{18}F -Kerne im Streufeld des Polarimeters.

Bei der Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Strahlung wird ein Ausschnitt des Gamma-Spektrums analysiert (Fig.26), der neben der 1,081 MeV-Linie noch vier weitere Linien zeigt: die 937 keV-, die 1,020 MeV-, die 1,042 MeV- und die 1,164 MeV-Linie. Die Linien sind auf die Gamma-Zerfälle angeregter Zustände des ^{18}F zurückzuführen (Niveauschema Fig.5). Angeregte ^{18}F -Kerne, die ein magnetisches Moment besitzen, präzedieren im Streufeld des Polarimeters. In Verbindung mit einer genügend langen Lebensdauer der

Zustände und einer anisotropen Winkelverteilung der emittierten Gamma-Strahlung kann dies zu einer Asymmetrie in der Zählrate führen.

Die zu untersuchende 1,081 MeV- und die 1,042 MeV-Strahlung entstehen durch die Übergänge angeregter Zustände mit dem Spin $J = 0$ in den Grundzustand des ^{18}F . Die Winkelverteilung der Strahlung ist auch in einem äußeren Magnetfeld isotrop und kann somit keine zusätzliche Asymmetrie erzeugen.

Die 937 keV-Strahlung wird zu einem Teil durch den Zerfall des 1,122 MeV 5^+ -Niveaus erzeugt. Der 5^+ -Zustand hat die mittlere Lebensdauer $\tau = 218 \text{ n sec}$ und das magnetische Moment $\mu = 2,855 \mu_K$ (Aj 72). ^{18}F -Kerne, die sich in diesem Zustand befinden, präzedieren in dem Streufeld des Polarimeters ($B \leq \pm 2 \text{ Gauss}$) mit der Larmor-Frequenz $\omega_L \leq 2,7 \times 10^4 \text{ Hz}$. Die Umlaufzeit $T_L \geq 2,3 \times 10^{-4} \text{ sec}$ ist nur etwa 3 Größenordnungen länger als die Lebensdauer des Zustandes. Dies entspricht einem Präzessionswinkel von maximal $\pm 0,4^\circ$. In Verbindung mit der anisotropen Winkelverteilung der emittierten Strahlung kann eine Asymmetrie in der Zählrate der 937 keV-Quanten $A < 1 \times 10^{-4}$ erzeugt werden.

Die 1,020 MeV- und die 1,164 MeV-Strahlung stammen aus dem Zerfall des 2,101 MeV 2^- -Niveaus. Die Lebensdauer dieses Zustandes ist mit 4,3 p sec zu kurz, um eine nachweisbare Asymmetrie bewirken zu können.

c. Zirkularpolarisierter Untergrund.

Zirkularpolarisierte Gamma-Quanten werden durch Positron-Vernichtung im Flug und als Positron-induzierte Bremsstrahlung erzeugt. Die Hauptquelle der Positronen sind die ^{18}F -Kerne. Die Energie dieser Positronen reicht alleine nicht aus, zirkularpolarisierten Untergrund in dem untersuchten Energiebereich des Gamma-Spektrums zu erzeugen. Eine durch Pile-up mögliche Asymmetrie des Untergrundes wird nach dem in Abschnitt III.1 (Seite 42) angegebenen Verfahren bei der Berechnung der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten berücksichtigt.

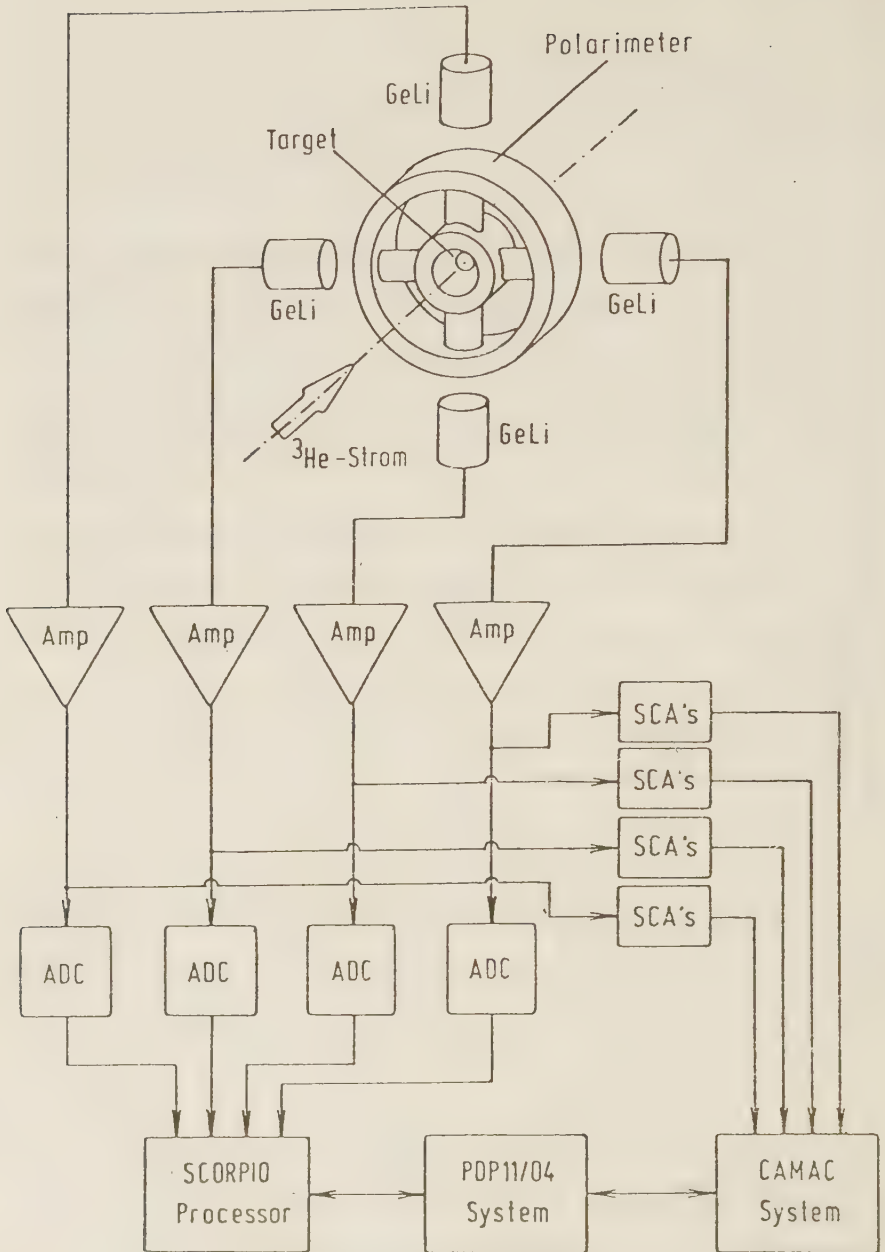


Fig.28 Meßanordnung Überblick

III.3 Experimentelle Anordnung zur Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,031 MeV-Quanten .

Nach der Untersuchung der Reaktion $^{16}\text{O}(^3\text{He},\text{p})^{18}\text{F}$ und einem Vorversuch mit zwei GeLi-Detektoren wurde eine Anordnung aufgebaut, bei der alle vier Speichen des Polarimeters mit GeLi-Detektoren bestückt sind. Diese Anordnung ist in Fig.28 skizziert. Im Zentrum des vierarmigen Compton-Transmissions-Polarimeters befindet sich das in Abschnitt II.2 beschriebene Wasser-Target. Durch die Reaktion $^{16}\text{O}(^3\text{He},\text{p})^{18}\text{F}$ werden die 1,031 MeV-Quanten erzeugt. Vier GeLi-Detektoren nehmen die Gamma-Spektren auf. Die Signale der vier Detektoren werden in vier unabhängigen ADC's digitalisiert und den beiden Magnetisierungsrichtungen des Polarimeters entsprechend in verschiedenen Memory-Bereichen abgespeichert. Die Änderung der Magnetisierung, die Steuerung des Analysiersystems und das Aufzeichnen der Spektren auf Magnetband führt ein PDP 11/04 Mini-Computer aus. Zusammen mit den ADC's und dem SCORPIO-Processor, der die ADC's mit dem PDP 11/04 - System verbindet, ist er Teil eines SCORPIO-Vielkanal-Analysier-Systems von CANBERRA Industries Inc.

Ausschnitte aus den Gamma-Spektren können durch Einkanal-Analysatoren (SCA's) ausgeblendet werden. Die Einkanal-Analysatoren sind über Zähler mit einem CAMAC-Datenweg verbunden. Das CAMAC-System wird von dem PDP 11/04 - Mini-Computer des SCORPIO-Systems angesteuert.

Eine detailliertere Darstellung des Analysier- und Steuersystems ist in Fig. 29, 30 gegeben. Jeder GeLi-Detektor hat eine Verstärkerkette, bestehend aus Vorverstärker, Spektroskopie-Verstärker, Verzögerungs-Verstärker und Schwellen-Verstärker. Die Signale des Schwellen-Verstärkers sind mit den Signalen eines Einkanal-Analysators derart in Koinzidenz geschaltet, daß der ADC nur Impulse zu verarbeiten hat, die einem Energiebereich der Gamma-Quanten von etwa 800 bis 1200 keV entsprechen. Weitere Einkanal-Analysatoren werden als Fenster in diesem Energiebereich benutzt. Die Signale der Einkanal-Analysatoren werden gezählt und über den CAMAC-Datenweg abgespeichert. Die Fenster der Einkanal-Analysatoren sind so gesetzt, daß in einem Fenster nur die 1,081 MeV-Linie enthalten ist und in den anderen Fenstern Bereiche des Gamma-Spektrums unterhalb und oberhalb der 1,081 MeV-Linie erfaßt werden. Die ADC-Live-time wird mittelst einer 1 MHz-Uhr bestimmt. Die durch die Beschäftigt-Signale der ADC's geschalteten Ausgangsimpulse der Uhr werden gezählt und über den CAMAC-Datenweg ausgelesen. Ebenfalls über den CAMAC-Datenweg schaltet der PDP 11/04 Mini-Computer die Stromversorgung und damit die Magnetisierungsrichtung des Polarimeters. Schließlich wird noch der Strahlstrom integriert. Die Signale des Stromintegrators werden über einen Level-Adapter auf einen CAMAC-Zähler gegeben. Ein Mikroprozessor steuert die vier ADC's. Der Prozessor ist unabhängig von der zentralen Steuer-

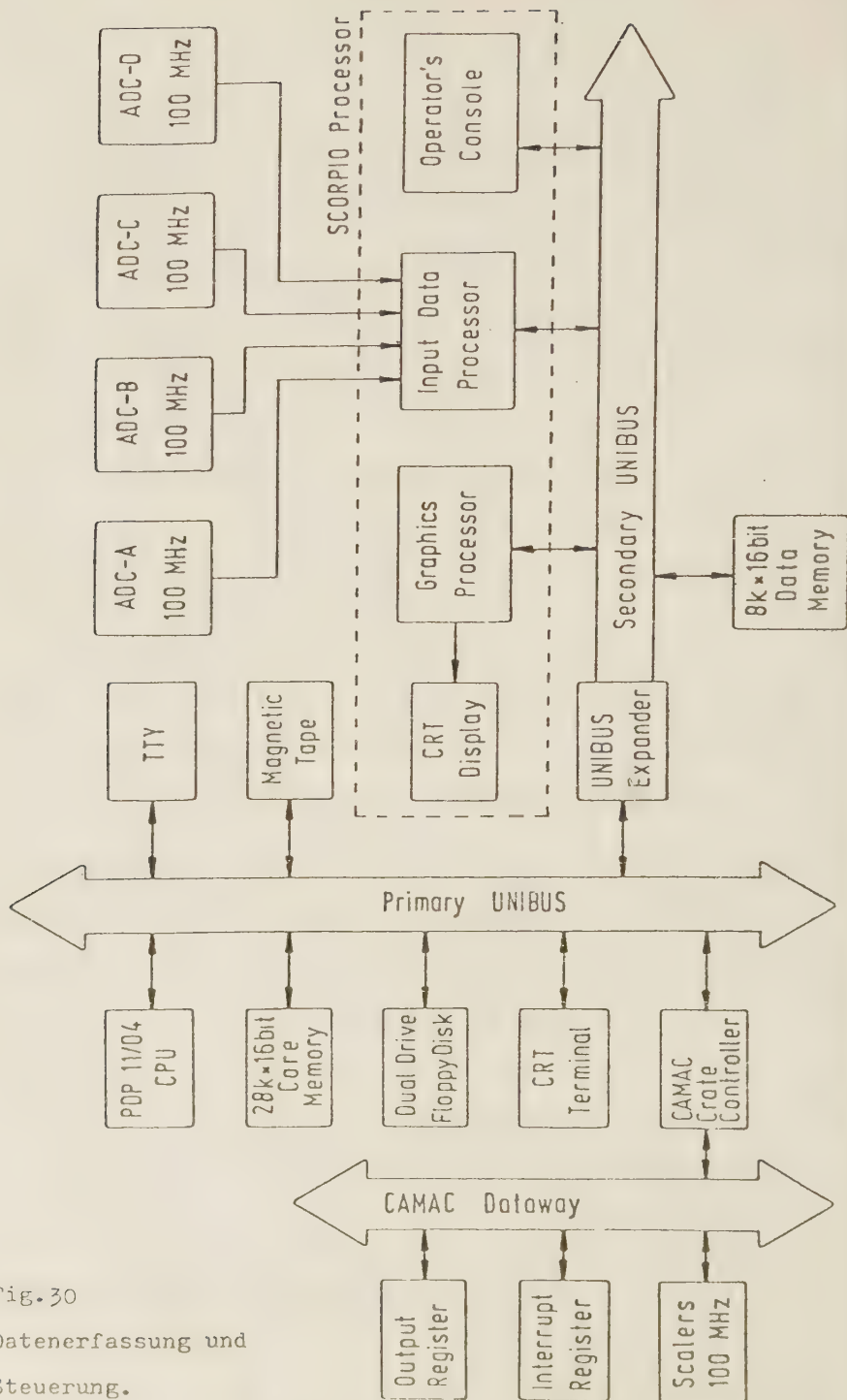


Fig. 30

Datenerfassung und
Steuerung.

einheit (CPU). Jeder ADC hat einen Speicher mit 1024 16-bit-Wörtern, ebenfalls unabhängig vom Kernspeicher des PDP-11/04 - Systems.

Der zeitliche Ablauf einer Messung ist durch ein Steuerprogramm gegeben. Nach der Änderung der Magnetisierungsrichtung des Polarimeters werden die Zähler und die ADC's gestartet und vor dem erneuten Umschalten des Polarimeterstroms wieder gestoppt. Das Steuerprogramm wechselt die Memory-Hälften der ADC-Speicher derart, daß die Spektren der einen Magnetisierungsrichtung in den ersten 512 Kanälen und die Spektren der entgegengesetzten Magnetisierungsrichtung in den zweiten 512 Kanälen gespeichert werden. Die Inhalte der Zähler werden in jeder Umschaltpause ausgelesen und ebenfalls der Magnetisierungsrichtung entsprechend gespeichert. Nach einer vorgegebenen Zahl von Umschaltzyklen werden die Spektren zusammen mit den Zählerinhalten auf Band geschrieben. Dabei werden für jeden Detektorzweig Summenspektren aus den zurückliegenden Messungen gebildet und auf Floppy-Disk geschrieben.

Bei dem Aufbau der Meßanordnung wurde weitgehend kommerzielle Elektronik verwendet. Die Hersteller sind: Digital Equipment Corp. (DEC) (PDP11-Computer-System), CANBERRA (SCORPIO-Vielkanal-System), ORTEC (GeLi-Detektoren, NIM-, CAMAC-Elektronik), LE CROY (NIM-, CAMAC-Elektronik).

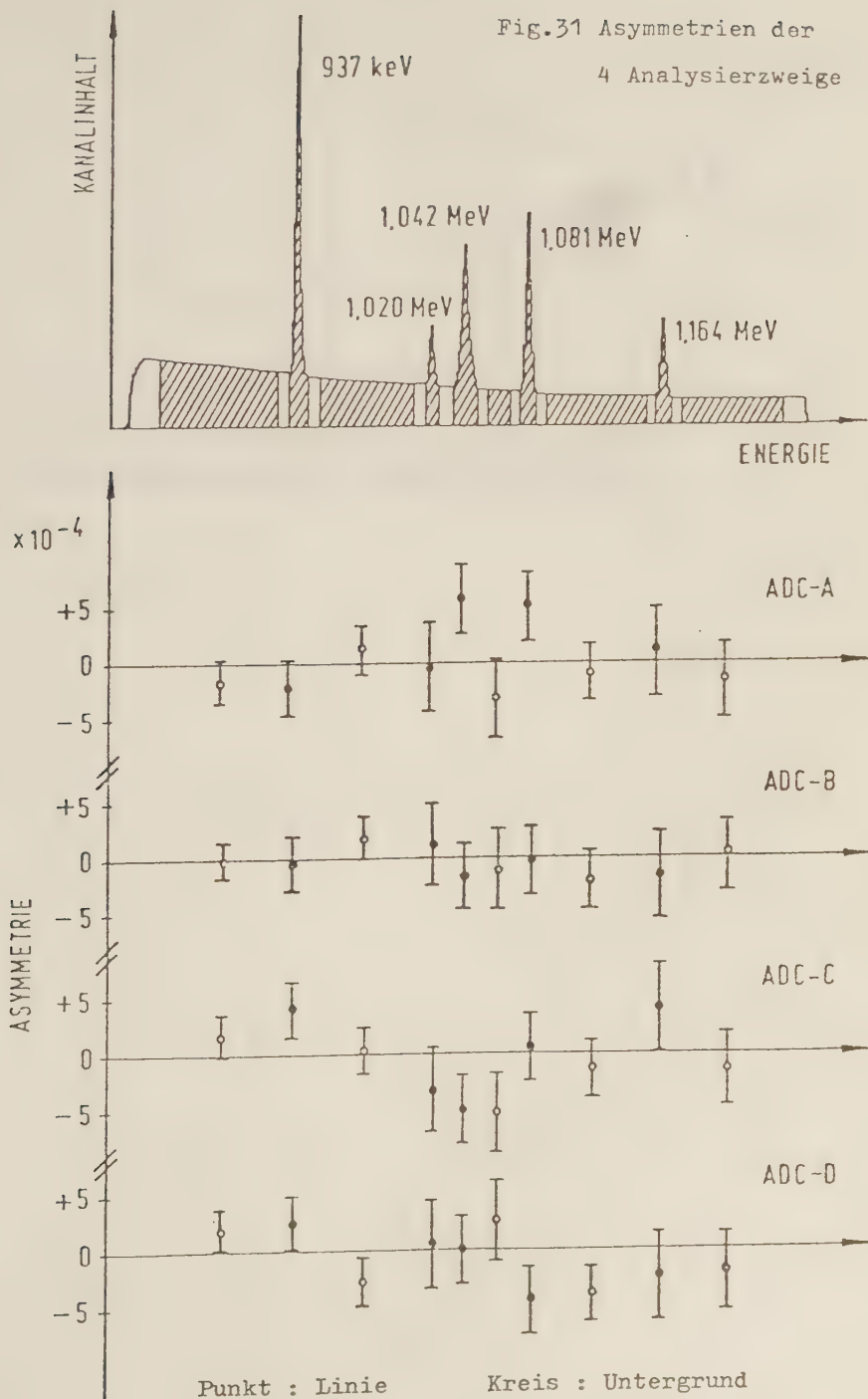
III.4 Ergebnisse und Diskussion.

Das Ergebnis einer ersten Meßreihe mit der oben beschriebenen Anordnung zu Bestimmung der Zirkularpolarisation der 1,081-MeV-Quanten aus dem ^{18}F ist in Fig.31-32 wiedergegeben. Fig. 31 zeigt die Asymmetrien, die in den einzelnen Detektorzweigen bestimmt wurden. Die Asymmetrien der vier Zweige sind in Fig.32 zusammengefaßt. Wie bei dem Vorversuch (III.1) sind die Bereiche des Spektrums schraffiert gezeichnet, aus denen die Asymmetrien $A = 2 (N^+ - N^-) / (N^+ + N^-)$ gebildet wurden.

Die Eintrittsenergie der ^3He -Ionen in das Wasser des Targets betrug 3,3 MeV, der mittlere Targetstrom $10 \mu\text{A}$. Der ^3He -Strahl wurde durch einen Plattenkondensator mit 50 Hz Sinus senkrecht zur Ablenkebene des 90° -Analysiermagneten gewobbelt. Dadurch wurde erreicht, daß die $1,25 \mu$ dicke Nickel-Folie, die das Targetwasser vom Hochvakuum des Strahlrohrs trennte, zum Teil länger als 24 Stunden der Strahlbelastung standhielt. Zwei mit flüssigem Stickstoff gefüllte Kühlfallen schützten beim Bruch der Nickel-Folie das Strahlrohr und damit den Pelletron-Beschleuniger vor dem einströmenden Wasserdampf. Eine Blende vor dem Target begrenzte den Strahl auf einen Durchmesser von 4 mm.

Die Magnetisierung des Polarimeters wurde in Abständen von 10 Sekunden geändert. Nach jeweils 50 Umschaltzyklen wurden die Gamma-Spektren auf Magnetband geschrieben.

Fig.31 Asymmetrien der
4 Analysierzweige



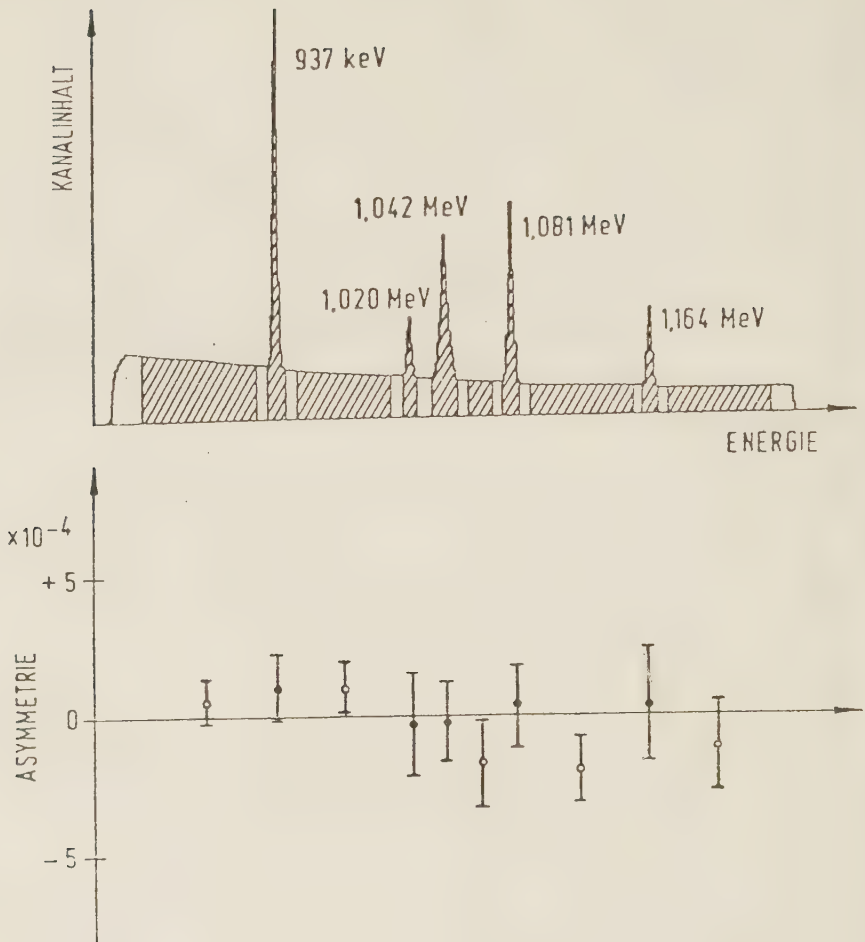


Fig. 32

Asymmetrien: Zusammenfassung der vier Analysierzweige.

Punkt : Linie

Kreis : Untergrund

Die Auswertung der vier Analysierzweige (Fig.31) zeigt in jedem Zweig eine mit Null verträgliche Asymmetrie der 1,081 MeV-Linie. Der in 50 Stunden "reiner" Meßzeit erreichte einfache statistische Fehler der Asymmetrie der 1,081 MeV-Linie ist in jedem der vier Zweige $\epsilon_{A_N} = \frac{\sqrt{1+U/T}}{1-U/T} \epsilon_{A_T} \approx 5 \times 10^{-4}$ ($\epsilon_{A_T} = 3 \times 10^{-4}$; $U/T = 0,3$). Bei einer Polarimeter-Efficiency von 2,3 % entspricht dies einem Fehler in der Zirkularpolarisation CP von rund 2 %. Durch Zusammenfassen der vier Detektorzweige (Fig.32) wird der Fehler in der Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Linie halbiert zu 1×10^{-2} . Um eine Zirkularpolarisation mit einem statistischen Fehler von 1×10^{-3} zu bestimmen, sind in der jetzigen experimentellen Anordnung rund 5000 Meßstunden erforderlich.

Eine Verringerung der Meßzeit durch Erhöhung des ^3He -Stroms ist nicht möglich. Versuche mit höheren Strömen haben gezeigt, daß die GeLi-Detektoren eine stärkere Quanten-Intensität nicht mehr verkraften können. Durch die Erhöhung des ^3He -Stroms wird zudem die Lebensdauer der Nickel-Folie, die das Target-Wasser vom Strahlrohr trennt, herabgesetzt und die höhere Stoßzahl durch Zeitverlust beim Erneuern der Folie erkauft. Eine wesentliche Verringerung der Meßzeit ist nur möglich, wenn das vorhandene Polarimeter durch ein neues Polarimeter mit einer größeren Analysierstärke ersetzt wird. Die Meßzeit, die man benötigt, um eine bestimmte statistische Genauigkeit zu erreichen, ist dem Quadrat der Polarimeter-Efficiency umgekehrt proportional. Adelberger,

Barnes et al. (Ad 77, Ba 78) geben die Effizienz ihres Polarimeters an mit 3,76 %. Bei Verwendung eines Polarimeters dieser Analysierstärke kann die Meßzeit von 5000 Stunden zur Bestimmung der Zirkularpolarisation mit einem statistischen Fehler 1×10^{-3} auf knapp 2000 Stunden reduziert werden.

Adelberger, Barnes et al. haben in 1500 Stunden die Zirkularpolarisation der 1,081 MeV-Quanten bestimmt zu $(-0,7 \pm 2,0) \times 10^{-3}$. Mit der am Pelletron-Beschleuniger des Max-Planck-Instituts für Chemie in Mainz aufgebauten Anordnung kann diese Genauigkeit von $\pm 2 \times 10^{-3}$ in etwas kürzerer Zeit erreicht werden. Eine Halbierung des statistischen Fehlers auf 1×10^{-3} ist jedoch nur mit einem Polarimeter möglich, dessen Analysierstärke gegenüber der jetzigen Anordnung wesentlich erhöht ist. Die im Cabibbo-Modell der schwachen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung errechnete $CP_{1,081} = 3,6 \times 10^{-4}$ ist in annehmbarer Zeit experimentell nicht nachweisbar. Die im Modell von Weinberg-Salam vorhergesagte $CP_{1,081}$ von $5,6 \times 10^{-3}$ (Ga 75) bzw. $3,6 \times 10^{-3}$ (De 77) kann mit einem einfach-statistischen Fehler von 1×10^{-3} überprüft werden.

Literatur:

- Ad 77 E.G. Adelberger, private Mitteilung;
Annual Report, Nucl. Phys. Lab. University of
Washington, 1975,76,77;
Zusammenfassung in Ba 78
- Aj 72 F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A190 (1972) 1 ff
- Ba 78 C.A. Barnes et al., Phys. Rev. Letters 40 (1973) 840
- Ca 63 N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531
- De 77 B. Desplanques, J. Micheli, Phys. Lett. 68 B (1977)
339
- Di 69 G.U. Din, Nucl. Phys. A134 (1969) 655-666
- Ga 73 M.Gari, Phys. Rep. 6 C (1973) 319
- Ga 75 M.Gari, J.B.Mc.Grory, R.Offermann, Phys. Lett. 55B
(1975) 277
- Mo 78 R. Mogharrab, Dissertation, Uni Karlsruhe (1978),
P. Bock, private Mitteilung.
- Sa 69 A. Salam in Elementary Particle Theory (Nobel
Symposion N $\bar{o}$ 8) ed. N.Svartholm (John Wiley,
New York) 1969
- Sc 58 H. Schopper, Nucl. Instr.,3 (1958) 158-176
- Wa 65 S. Wahlborn, Phys. Rev. 138 B, (1965) 530
- We 67 S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- We 71 S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 1683

A N H A N G

Der Pelletron-Beschleuniger

am Max Planck-Institut für Chemie in Mainz

	Seite
1. Allgemeine Beschreibung	I
2. SF_6 -Gassystem	III
3. Aufbau	VIII
4. Ladesystem	XIII
5. Ionenrohr	XVII
6. Strahlerzeugung	XIX
7. Strahlführung	XXIII
8. Stabilisierung	XXV
9. Energieeichung	XXVIII
Literatur	XXX

1. Allgemeine Beschreibung.

Der altersschwache 4 MV-Van de Graaff-Bandgenerator des Max Planck-Instituts für Chemie in Mainz wurde 1973 demontiert und in dreijähriger Bauzeit durch einen 6 MV-Pelletron-Beschleuniger ersetzt. Bei einem Pelletron-Beschleuniger wird elektrische Ladung auf kleine, gegeneinander isolierte Metallzylinder einer umlaufenden Kette induziert und zum Hochspannungsterminal transportiert. Dieses System hat gegenüber dem Aufsprühen von Ladung auf ein Kunststoffband den Vorteil, daß die Ladung gleichmäßiger zum Terminal gelangt. Zudem entfällt die Verschmutzung des Beschleunigers durch Bandabrieb.

Der neue 6 MV-Pelletron-Beschleuniger hat von seinem Vorgänger nur den Druckkessel übernommen. Der senkrecht stehende Kessel wurde durch ein neues, zusätzliches Zwischenstück von 6 m auf 8,5 m erhöht. Das Isoliergas-system wurde von N_2 mit geringem CO_2 -Anteil auf reines SF_6 umgestellt. Dazu mußte das gesamte Gassystem erneuert und erweitert werden.

Die 4,20 m hohe Hochspannungssäule wurde im Institut gebaut. Die 56 Potentialplatten der Säule sind durch je 3 Keramik-"Füße" gegeneinander isoliert. Die Säule trägt einen Terminal mit einer Hochfrequenz-Ionenquelle.

Die Ionen werden in einem Ionenrohr der National Electrostatics Corp. (NEC) beschleunigt. Das Ionenrohr besteht aus Aluminiumoxydkeramik und ist mit Titanelektroden bestückt. Die Potentialverteilung längs der Säule und längs des Ionenrohrs erfolgt über 3 Nadel-Korona-Systeme. Diese wurden ebenso wie das Pelletron-Ladesystem und zwei rotierende Plexiglas-Wellen zur Netzversorgung des Terminals von NEC geliefert.

Der Ionenstrahl wird in einem 90° -Magneten analysiert. Dem Experimentator steht ein Ionenstrahl aus H^{+} , D^{+} , ${}^3He^{+}$ oder ${}^4He^{+}$ mit einer Energie von maximal 6 MeV zur Verfügung. Für die Experimente, die zur Zeit durchgeführt werden, ist ein Experimentierbereich ausreichend. Eine Weiche für ein zweites Strahlrohr ist vorbereitet.

2. SF₆-Gassystem.

Das Isoliergas des Beschleunigers besteht aus reinem SF₆. SF₆ ist ein farb- und geruchloses, ungiftiges, nicht brennbares Gas. Es ist etwa 5mal schwerer als Luft. Das Isoliervermögen von SF₆ beruht auf der ausgeprägten Elektronenaffinität der SF₆-Molekeln. Unter normalen Bedingungen ist SF₆ chemisch völlig inert und beständig. Durch die Einwirkung elektrischer Entladungen findet in gewissem Umfang eine Zersetzung unter Bildung niederer Schwefelfluoride statt.

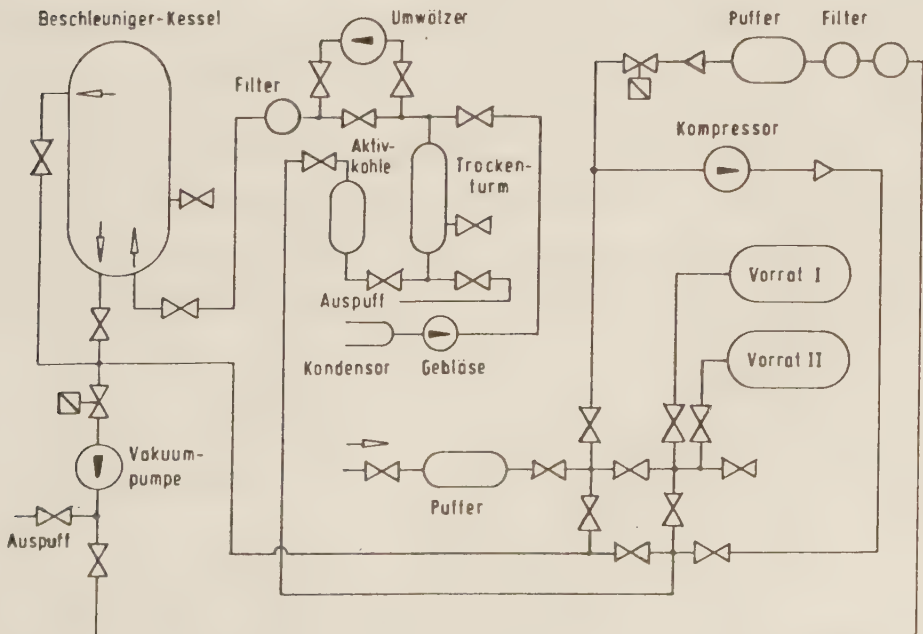


Fig.1 SF₆-Gassystem

Da diese Reaktion reversibel ist, wird SF_6 weitgehend zurückgebildet. Die in geringer Menge verbleibenden Zersetzungsprodukte können, insbesondere in Anwesenheit von Feuchtigkeit, korrosiv wirken. Durch Adsorption an oberflächenreichen und aktiven Materialien, z.B. an aktivierter Tonerde, sind derartige Zersetzungsprodukte sowie Feuchtigkeit, leicht und wirksam zu entfernen. Aktivierte Tonerde hat eine spezifische Oberfläche von einigen hundert Quadratmetern pro Gramm.

Fig.1 zeigt das SF_6 -System des Beschleunigers. Der Beschleunigerkessel - Inhalt 36 m^3 - ist im Betrieb mit 5 bis 6 bar SF_6 gefüllt. Zur Entfernung von Zersetzungsprodukten, Öl und Feuchtigkeit wird das Gas über Aktivkohle und aktivierte Tonerde umgepumpt. Der Umwälzer hat eine Förderleistung von $30 \text{ m}^3/\text{h}$. Der Taupunkt des im Isoliergas enthaltenen Wassers liegt bei -55°C . Regeneriert wird die aktivierte Tonerde durch Erhitzen auf $200-250^\circ\text{C}$. Die heiße Luft, die dabei den Trockenturm durchströmt, wird wegen der giftigen und korrosiven Zersetzungsprodukte nach außen abgeleitet.

Bei Wartungsarbeiten am Beschleuniger wird das Isoliergas in zwei Behältern von zusammen 27 m^3 gelagert. Eine Verflüssigung von SF_6 erfolgt nicht. Der Beschleunigerkessel, durch Schnellverschlüsse leicht zu öffnen oder zu schließen, wird durch eine zweistufige Rotations-Vakuumpumpe evakuiert,

bevor SF_6 über den Trockenturm einströmt. Nach dem Druckausgleich zwischen den Vorratsbehältern und dem Beschleunigerkessel übernimmt ein Trockenlauf-Verdichter das weitere Auffüllen, bis der Betriebsdruck erreicht ist. Beim Entleeren des Beschleunigerkessels wird ebenfalls zuerst Druckausgleich mit den Vorratsbehältern hergestellt. Anschließend entleert der Verdichter den Beschleunigerkessel bis auf etwa -0,6 bar. Das weitere Evakuieren übernimmt die Vakuumpumpe, die das Isoliergas für den Verdichter in einem Puffer vorkomprimiert. Das Gassystem wird von Hand bedient. Füllen oder Entleeren des Beschleunigerkessels dauert 4-5 Stunden.

In den Arbeitsräumen wird der SF_6 -Gehalt der Luft überwacht. Zum Nachweis von SF_6 wird dessen Elektronenaffinität benutzt. Der Detektor ist ein kleines, von Argon durchströmtes Zählrohr mit einem Tritiumpräparat. Durch den Zerfall des Tritiums wird das Gas im Zählrohr ionisiert. Sobald nun SF_6 in das Zählrohr gelangt, wird der Strom der freien Elektronen vermindert, da ein Teil der Elektronen sich an das SF_6 anlagert. Das zu untersuchende SF_6 -Luftgemisch wird von mehreren Meßstellen angesaugt und diffundiert durch eine Silikon-Membrane in das Zählrohr.



Bild 1

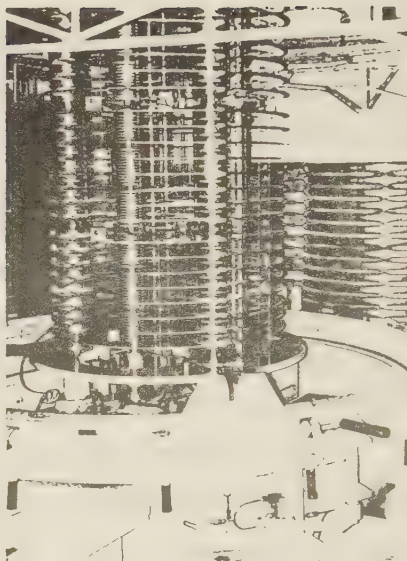


Bild 2



Bild 3

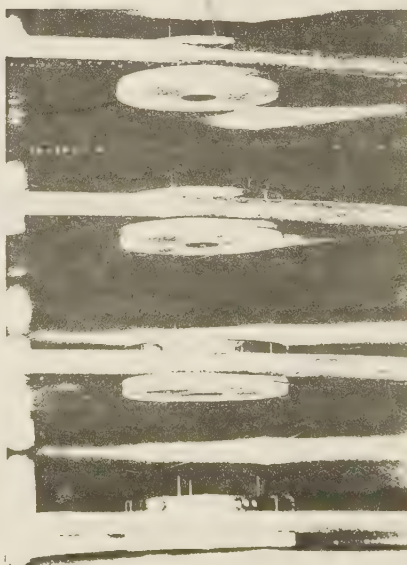
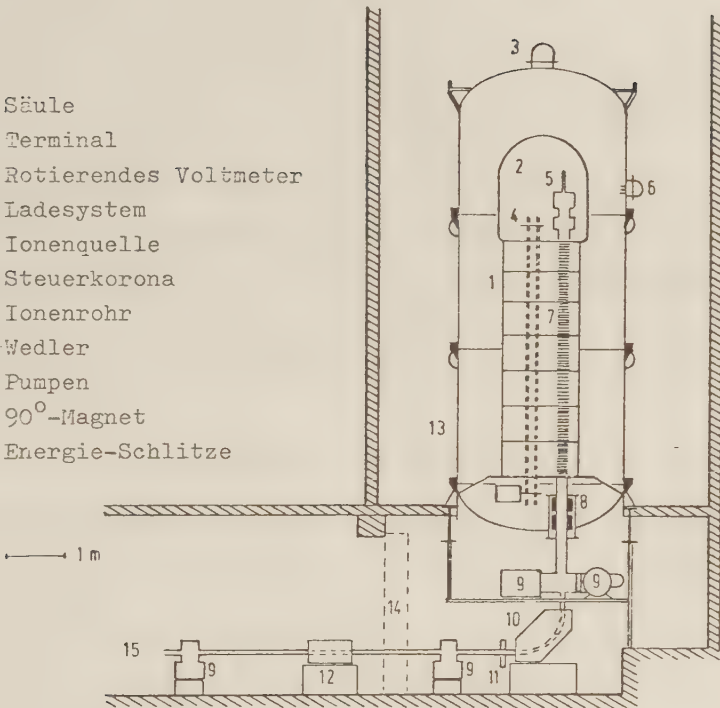


Bild 4

1. Säule
2. Terminal
3. Rotierendes Voltmeter
4. Ladesystem
5. Ionenquelle
6. Steuerkorona
7. Ionenrohr
8. Wedler
9. Pumpen
10. 90° -Magnet
11. Energie-Schlitze



12. Quadrupol-Duplett
13. Druck-Tank
14. Abschirmung
15. Target, Experiment

Fig.2

Pelletron-Beschleuniger

Abbildungen Seite VI :

Bild 1 : Pelletron-Beschleuniger: Hochspannungssäule.

Bild 2 : Unterer Teil der Hochspannungssäule.

Bild 3 : Hochspannungssäule: Porzellane mit Schutzringen.

Bild 4 : Hochspannungssäule: 3 Nadel-Korona-Strecke.

3. Aufbau.

Fig.2 gibt einen Überblick über den Aufbau des Beschleunigers. Die Hochspannungssäule steht in einem Druckkessel, der mit SF_6 gefüllt ist. Die in einer HF-Quelle im Terminal erzeugten Ionen werden im Ionenrohr auf maximal 6 MV beschleunigt und in einem 90° -Magneten analysiert.

Die Hochspannungssäule hat eine Höhe von 4,20 m. Die maximale Terminalspannung beträgt im Beschleunigerbetrieb 6 MV. Während der Aufbauarbeiten wurde die Säule ohne Ionenrohr auf 7 MV getestet. Sie ist aus 7 Paketen zusammengebaut. Ein Paket besteht aus 8 Aluminium-Platten, die durch je 3 Porzellane gegeneinander isoliert sind. Die Porzellane sind auf Flansche geklebt, so daß sie leicht auszutauschen sind. Gap-Ringe schützen sie bei Überschlügen. Die oberste Platte eines Paketes ist mit der untersten Platte des nachfolgenden Paketes zu einer "toten" Sektion kurzgeschlossen. Ovale Potentialringe umgeben jede Potentialplatte. Sie glätten den Feldverlauf längs der Säule.

Fig.3 zeigt einen Querschnitt durch die Hochspannungssäule. Die Ketten des Pelletron-Ladesystems laufen zwischen den beiden Plexiglas-Wellen, die im Hochspannungsterminal Generatoren zur Netzversorgung von Ionenquelle und Injektionssystem antreiben. Die Wellen sind in jeder "toten"

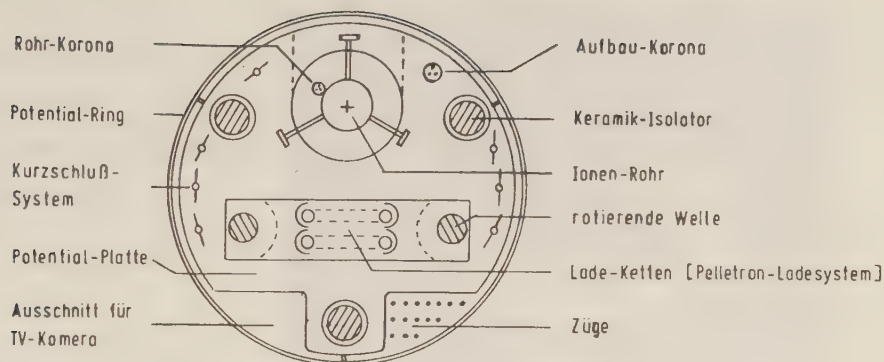


Fig.3 Querschnitt durch die Hochspannungssäule.

Sektion der Säule gelagert. Eine Welle ist zusätzlich mit kleinen Generatoren ausgestattet. Sie liefern den zum Ausheizen des Ionenrohrs benötigten Strom. Das Ionenrohr ist ebenfalls in den "toten" Sektionen mit der Säule verbunden. Die Keramik-Isolatoren des Ionenrohrs haben einen Innendurchmesser von 10 cm. Das Ionenrohr hat ebenso wie die Säule eine Gesamtlänge von 4,20 m bei einer kleinsten lichten Weite der Beschleunigungselektroden von nur 2,5 cm. Um bei niedrigen Terminalspannungen eine gute Strahloptik zu erhalten, kann durch Kurzschließen einzelner Säulenpakete das Ionenrohr "verkürzt", und der Spannungsgradient erhöht werden. Durch das pneumatisch gesteuerte Kurzschlußsystem war es auch möglich, jedes der 7 Pakete der Hochspannungssäule einzeln auf 1 MV "hochzufahren", als erstmalig Spannung an das Ionenrohr gelegt wurde. Überschläge während des Konditionierens wurden auf diese Weise vermieden.

Die Potentialverteilung längs der Säule erfolgt über eine 3 Nadel-Koronastrecke. Aussparungen in den Potentialplatten nehmen Plexiglaszüge zur Steuerung des Quellsystems im Terminal auf und erlauben, die Einstellung der Netzgeräte mit einer Fernsehkamera zu beobachten.

Abbildungen Seite XI und XII :

Die Bilder 5, 6, 7 zeigen Schäden, die durch Überschläge verursacht werden.

Bild 5 : Spuren eines Überschlags und einer Koronaentladung an der Kalotte des Terminals (Originalgröße).
Durch die Überschläge werden kleine Krater (Pfeil) in die Kalotte geschmolzen, während Koronaentladungen zu Brandflecken führen.

Bild 6 : Ein "Nest" von Überschlägen. Die kleinen Spitzen eines Kraters können zu neuen Überschlägen führen.

Bild 7 : Ein Porzellan der Hochspannungssäule. Die Rippen des Porzellans sind bei einem Überschlag zerbröselt.

Die Bilder 8, 9, 10 zeigen einen Porzellan der Hochspannungssäule, der bei einem Überschlag gespalten wurde.

Bild 8 : Die zerstörten Rippen des Porzellans.

Bild 9 : Brandspuren an der Klebefläche des Porzellans.

Die eingebrannten Linien laufen an der Durchschlagstelle zusammen. Der Porzellan ist in zwei Teile zersprungen.

Bild 10: Rechts und links die zerstörten Rippen des Porzellans. Der Pfeil kennzeichnet die Stelle, an der die Hochspannung durchgebrochen ist.

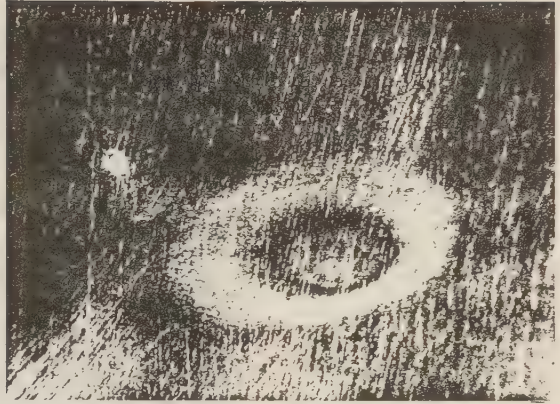


Bild 5

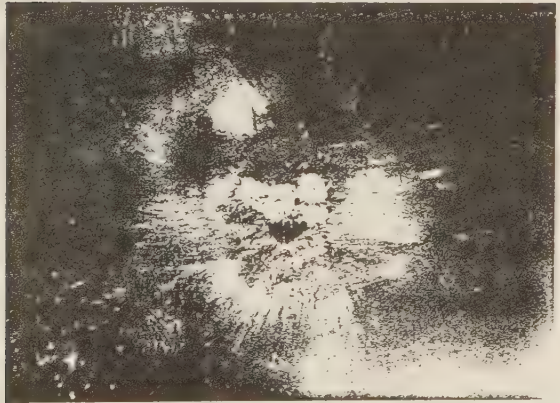


Bild 6



Bild 7



Bild 8

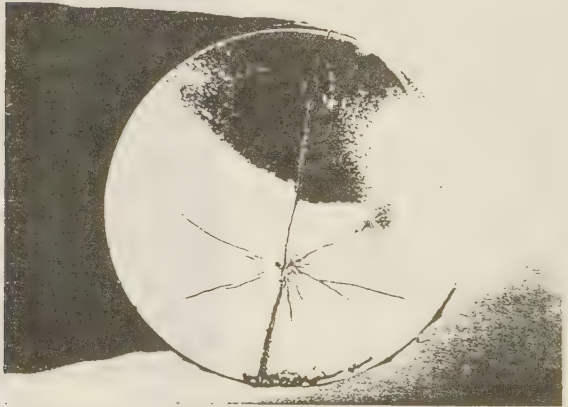


Bild 9

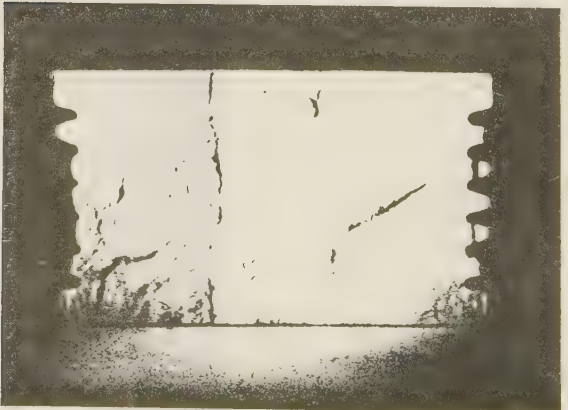


Bild 10

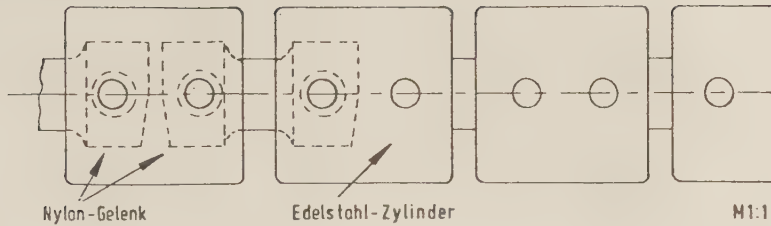


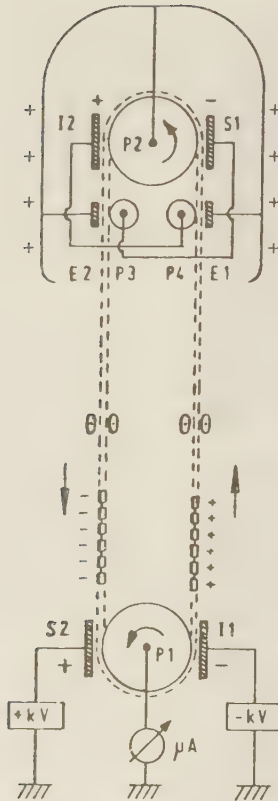
Fig.4 NEC-Ladekette

4. Ladesystem.

Positive Ladung wird dem Hochspannungsterminal über zwei Ketten zugeführt. Die Ketten (Fig.4) bestehen aus Edelstahlzylindern - den Pellets -, die durch Nylogelenke verbunden sind. Die Ketten laufen über Räder mit Kunststofffelge. Der elektrische Kontakt ist durch seitliche Bänder aus Federstahl gegeben. Die Geschwindigkeit der Ketten beträgt etwa 15 m/sec.

Fig.5 zeigt das Pelletron-Ladesystem. Positive Ladung $+q$ wird durch die Spannung $-V$ der Induktionselektrode I1 auf jedem hochlaufenden Pellet induziert. Elektronen werden vom Antriebsrad P1 abgezogen, bis dessen Potential $+V$ beträgt. Die Spannung des Induktors kann zwischen 0 und 60 kV variiert werden.

Die Ladung der Pellets wird vom Rad P2 im Terminal übernommen bis zum Potential $U + V$; U ist das Potential des



Hochspannungsterminal

P2 : Kettenrad

P3,4 : Pick up-Räder

S1 : Suppressor

I2 : Induktor

E1,2 : Elektroden

Stabilisierungsrollen

I1 : Induktor

S2 : Suppressor

P1 : Kettenrad, Antrieb

Netzgeräte ± 60 kV

Fig.5 Pelletron-Ladesystem

Terminals. Der Induktor I2 - durch das kleine Pick up-Rad P4 auf dem Potential $U + V$ - induziert die Ladung $-q$ auf die abgehenden Pellets. Negative Ladung fließt zum Pick up-Rad P3, bis dessen Potential $U - V$ erreicht hat. Der Suppressor S1 hält die Ladung auf den Pellets, bevor diese das Rad P2 berühren. Dadurch wird ein Absprühen der Ladung verhindert. Der Suppressor S2 verhindert ein Sprühen der Ladung bei Annäherung der Pellets an das Antriebsrad P1.

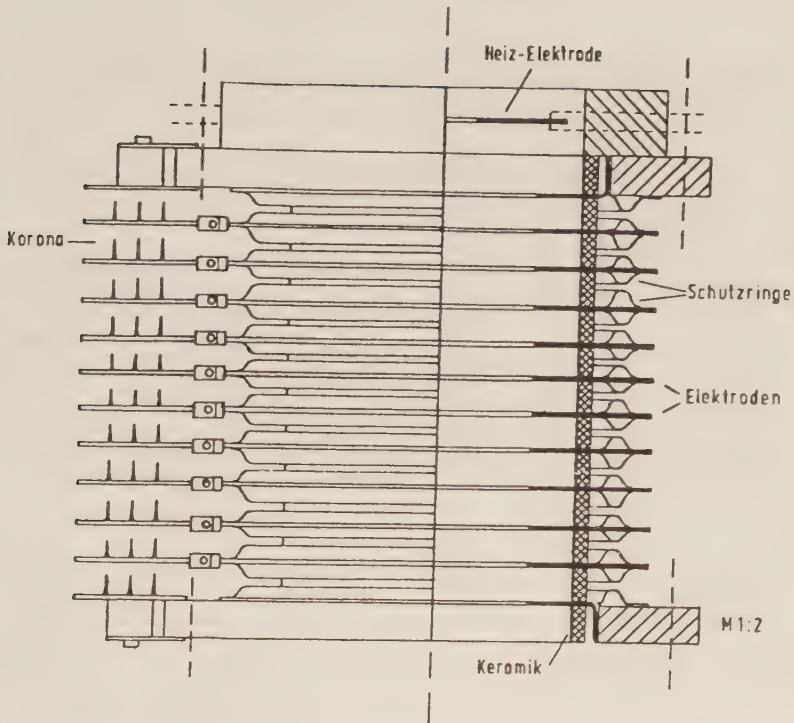


Fig.6 1/3MV-Ionenrohr mit Heizelektrode und Korona

5. Ionenrohr.

Die Isolierringe des NEC-Ionenrohrs (Fig.6) sind aus Aluminiumoxydkeramik. Sie haben eine Höhe von 1,25 cm und einen Außendurchmesser von 11 cm bei einer Wandstärke von 0,5 cm. Die flachen Elektroden aus Titan-Blech tragen außerhalb der Röhre ringförmige Funkenstrecken. Massive Flansche mit dazwischenliegenden Heizelektroden verbinden die einzelnen Rohrpakete. Die Heizelektroden haben eine Apertur

von 2,5 cm, die übrigen Beschleunigungselektroden eine solche von 6,8 cm.

Drei Rohrpakete haben zusammen mit den Heizelektroden eine Länge von 60 cm und halten eine Spannung von 1 MV. Die Länge von 60 cm entspricht der Höhe eines Säulenpaketes. In den "toten" Sektionen zwischen den Säulenpaketen ist das Ionenrohr mit dem Aufbau verbunden. Die Potentialverteilung längs des Rohres erfolgt wie bei der Hochspannungssäule über eine 3 Nadel-Koronastrecke.

Durch dieses Ladesystem werden am Mainzer Pelletron-Beschleuniger bis zu $200\text{ }\mu\text{A}$ zum Terminal transportiert. Der Strom fließt über die Säulen-, die Ionenrohr- und die Steuer-Korona, sowie durch den Ionenstrahl zurück. Höhere Ströme sind nicht konstant, da zwischen den Elektroden und dem Antriebsrad Entladungen zünden, die zu starken Schwankungen der angelegten Hochspannung führen. Coulomb-Kräfte zwischen den beiden Ketten bewirken mechanische Instabilität. Die Ketten werden daher zweimal durch Führungsrollen in den "toten" Sektionen der Hochspannungssäule stabilisiert.

Bei dem Pelletron-Ladesystem wird die Ladung in kleinen, diskreten Mengen zum Hochspannungsterminal transportiert. Nach Angabe von NEC ist der dadurch zu erwartende Spannungsrippel kleiner als ± 50 Volt.

Abbildungen Seite XVI :

Bild 11 : links die Pelletron-Ladeketten, rechts eine der beiden Plexiglas-Wellen zur Netzversorgung des Terminals.

Bild 12 : Oberes Ladesystem. Bild 14, Seite XXII zeigt die später verbesserte Ausführung.

Bild 13 : Unteres Ladesystem.

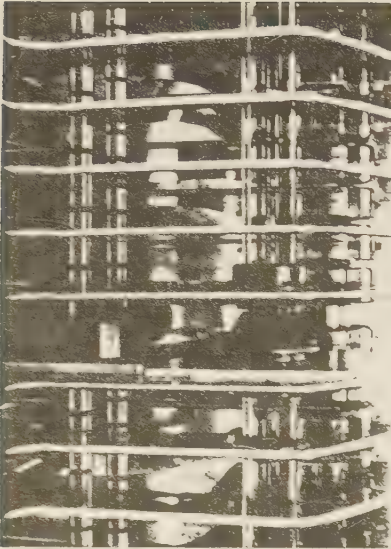


Bild 11

Bild 12

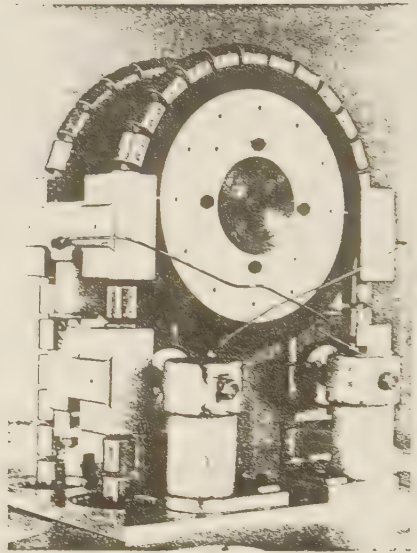


Bild 13

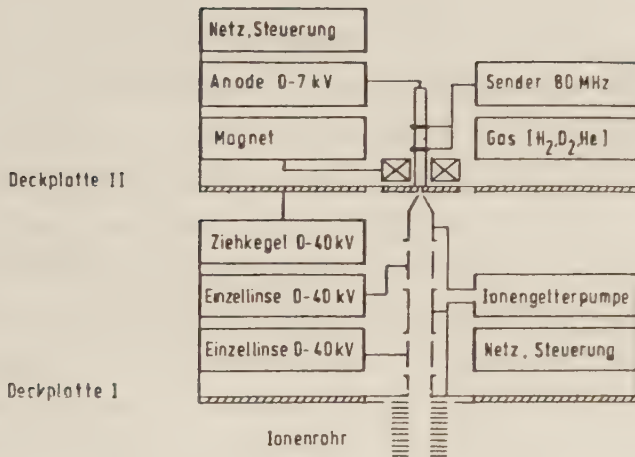


Fig.7 Terminal

6. Strahlerzeugung.

Das Injektionssystem Fig.7 (1)(2) im Terminal des Pelletron-Beschleunigers besteht im wesentlichen aus einer Hochfrequenz-Ionenquelle, einer Ziehelektrode und zwei Einzellinsen. Wasserstoff-, Deuterium- oder Helium-Ionen werden in der HF-Quelle erzeugt, durch die Ziehelektrode auf Energien bis zu 40 keV vorbeschleunigt und durch die beiden Einzellinsen in einen Achsenpunkt ca. 55 mm vor der Eintrittsebene des Ionenrohrs fokussiert.

Der Pyrex-Zylinder der HF-Quelle ist an die Anodenkappe und den Fußflansch angeglast. Organische Verunreinigungen durch Klebemittel werden dadurch vermieden. Die Ionenart - Wasserstoff, Deuterium oder Helium - kann während des Beschleunigerbetriebs durch einfaches Umschalten gewechselt werden.

Wasserstoff und Deuterium werden durch Palladiumventile und Helium vermittelt eines Thermoventils in die Quelle eingelassen. Eine 100 Liter-Ionengetterpumpe im Terminal schützt das Ionenrohr vor zu hohem Gasanfall. Durch einen Ausgangskanal von 1 mm Durchmesser im Fußflansch der Quelle können bis zu $200\text{ }\mu\text{A}$ Wasserstoff-Ionen gezogen werden. Dies überschreitet das Leistungsvermögen des Ladesystems, da ein Teil des Ladestroms von maximal $200\text{ }\mu\text{A}$ für die Rohr-, die Säulen- und die Steuerkorona benötigt wird. Der aus der Quelle extrahierte Wasserstoff besteht zu etwa 60 % aus atomarem Wasserstoff und zu 40 % aus H_2^+ .

Helium wird durch einen kleineren Kanal von 0,8 mm Durchmesser extrahiert. Die für Edelgase geringere Saugleistung der Ionengetterpumpen begrenzt den zulässigen Gasanfall und somit den Heliumstrom. $20\text{ }\mu\text{A}$ Helium können durch das Ionenrohr und den 90° -Magneten auf das Target fokussiert werden. Für die geplanten Experimente ist dieser Strom ausreichend. Von einem aufwendigen, wartungsintensiven, mechanischen Pumpsystem mit Vorvakuumpumpe, Turbomolekularpumpe usw. im Hochspannungsterminal bei einem Umgebungsdruck von 5 bis 6 bar konnte daher Abstand genommen werden.

Die beiden Deckplatten I und II des Terminals sind gegeneinander isoliert. Durch Anlegen der Ziehspannung an die Deckplatte II werden die Ionenquelle und ihre Netzgeräte auf die zwischen Ziehkegel und Quelle gewünschte Potentialdifferenz von maximal 40 kV eingestellt. Die dazu benötigte

Hochspannungseinheit befindet sich ebenso wie die Hochspannungseinheiten für die Einzellinsen und das Netzgerät für die Ionengetterpumpe auf Deckplatte I. Beide Deckplatten haben je einen 3 kW-Generator, der durch eine Plexiglas-Welle angetrieben wird. Die Netzgeräte auf den Deckplatten werden durch magnetgesteuerte Züge aus Plexiglas bedient. Eine TV-Kamera mit Teleobjektiv beobachtet durch ein Fenster im Beschleunigerkessel und einen Ausschnitt in der Hochspannungssäule die Anzeigeeinstrumente der Netzgeräte im Terminal.

Abbildungen Seite XXII :

Bild 14 : Ladesystem im Hochspannungsterminal (verbesserte Ausführung). Verbessert wurde vor allem die Form und die Einstellung der Elektroden. Die ursprüngliche Ausführung zeigt Bild 12 Seite XVI.

Bild 15 : Hochspannungsterminal.

Bild 16 : Ionenrohr mit Rohrkorona, links Säulenkorona.

Bild 17 : Untere Strahlführung, 90°-Analysiermagnet.

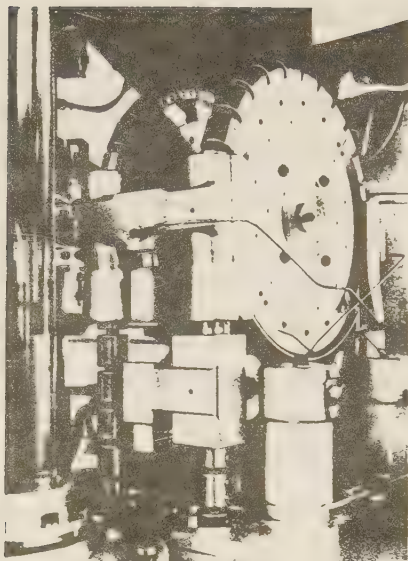


Bild 14

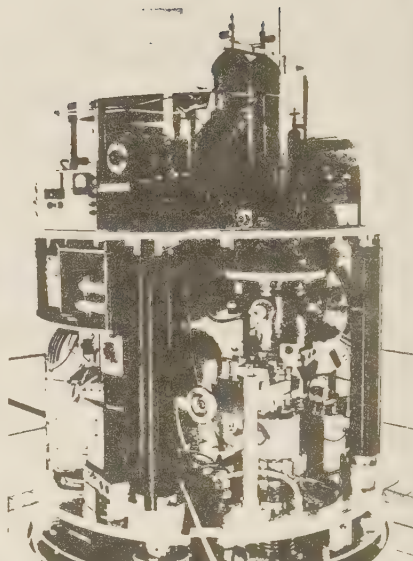


Bild 15

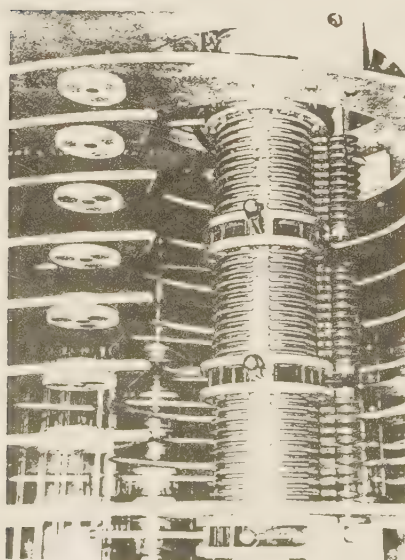


Bild 16

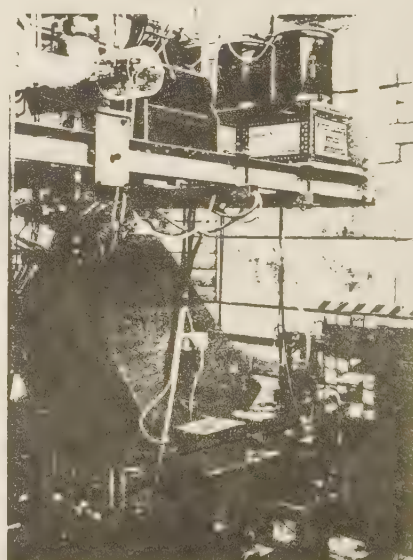


Bild 17

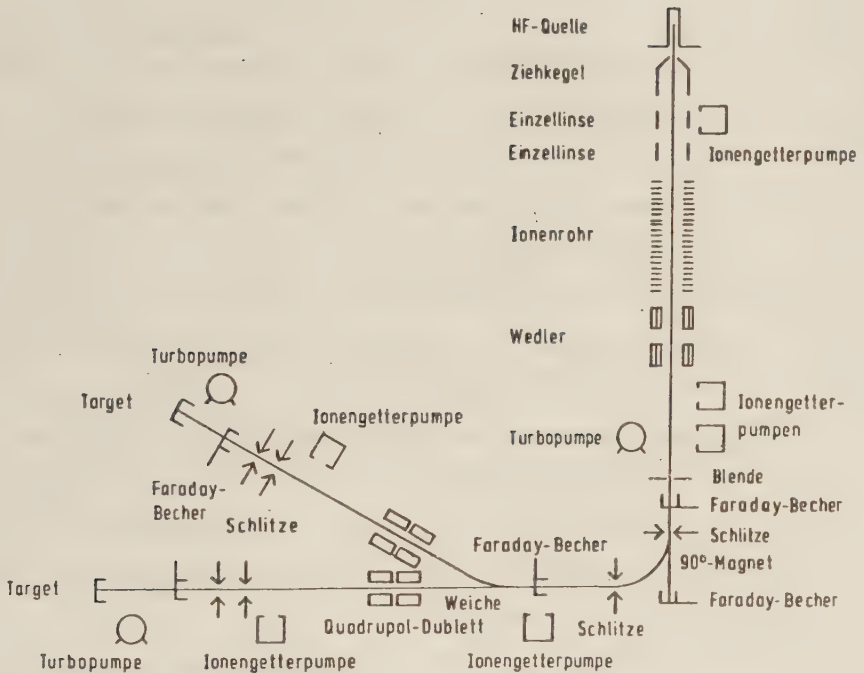


Fig.8 Strahlführung

7. Strahlführung.

Fig.8 zeigt die Strahlführung des Pelletron-Beschleunigers. Der in der HF-Quelle erzeugte und anschließend vorbe-schleunigte Ionenstrahl wird durch die beiden Einzellinsen so fokussiert, daß der Fokus durch das Ionenrohr zwischen die Ausgangsschlitze des 90°-Analysiermagneten abgebildet wird. Im 4,20 m langen Ionenrohr durchläuft der Strahl eine Potentialdifferenz von maximal 6 MV. Die durch die Heiz-elektroden bestimmte lichte Weite des Rohres beträgt nur 2,5 cm. Um zu vermeiden, daß der Ionenstrahl auf die Heiz-

blenden des Ionenrohres trifft, werden bei niedrigen Terminalspannungen die unteren Sektionen des Rohres durch das Kurzschlußsystem in der Hochspannungssäule kurzgeschlossen. Durch zwei aufeinanderfolgende, gekreuzte, magnetische Dipolfelder - dem Wedler (1) - kann die Lage des Ionenstrahls so eingestellt werden, daß er optimal in den Analysiermagneten eintritt. Der analysierte Strahl wird durch ein Quadrupol-Dublett auf das Target fokussiert. Eine 30° -Weiche hinter dem Analysiermagneten erlaubt den Aufbau von zwei Experimenten. Weiche und anschließende Strahlführung sind vorhanden, aber nicht eingebaut. Für die Experimente, die im Augenblick durchgeführt werden, ist ein Strahlrohr ausreichend.

Magnet, Ionenrohr und Injektionssystem wurden mit Hilfe eines Laserstrahls ausgerichtet. Die horizontale Strahlführung vom Analysiermagneten zum Experimentierbereich wurde mit Fernrohr und Fadenkreuz justiert. Die magnetische Achse des Quadrupol-Dubletts wurde durch Streuung von polarisiertem Licht an einer kolloiden Magnetit-Lösung (3) (4) bestimmt.

Bis zum Experimentierbereich sind, von wenigen Ventilen mit Viton-Dichtung abgesehen, alle Dichtungen des Vakuumsystems aus Kupfer oder Aluminium. Gepumpt wird mit Ionengetterpumpen. Zusätzlich kann zwischen Ionenrohr und Analysiermagnet noch eine Turbomolekularpumpe dazugeschaltet werden. Die Drücke im Ionenrohr und in der nachfolgenden Strahlführung liegen in der Größenordnung 10^{-7} bis 10^{-8} Torr.

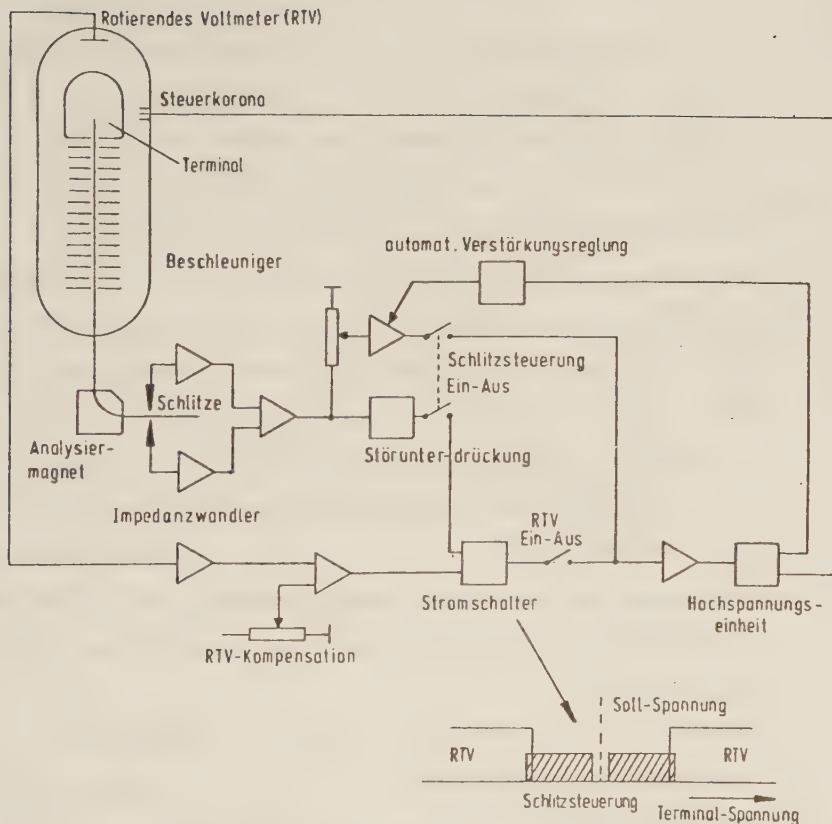


Fig.9 Stabilisier-System

8. Stabilisierung.

Das Potential des Hochspannungsterminals wird durch eine 3 Nadel-Steuerkorona in der Wand des Beschleunigerkessels gegenüber dem Terminal stabilisiert. Das Stabilisierungssystem ist in Fig.9 schematisch dargestellt.

Zwei Systeme steuern die an den Nadeln der Steuerkorona anliegende Hochspannung: Das Rotierende Voltmeter (RTV) und die Schlitze am Ausgang des Analysiermagneten. Das der Terminalspeannung proportionale RTV-Signal wird durch eine Referenzspannung kompensiert. Abweichungen des RTV-Signals von der Referenzspannung bewirken eine entsprechende Änderung der an der Steuerkorona anliegenden Hochspannung. Das zweite Stabilisierungssystem erhält seine Signale von den in der Ablenkebene liegenden Ausgangsschlitzen des Analysiermagneten. Das Magnetfeld des Analysiermagneten ist durch ein Protonenresonanzsystem stabilisiert. Änderungen der Terminalspeannung führen zu einer unterschiedlichen Strombelastung der beiden Schlitze durch den Ionenstrahl. Das Differenzsignal wiederum regelt die Hochspannung der Steuerkorona.

Bei starken Abweichungen der Terminalspeannung von der Sollspannung erfolgt die Stabilisierung durch das Rotierende Voltmeter. Weicht die Terminalspeannung nur wenig von der Sollspannung ab, so wird durch einen Stromschalter das RTV-Signal ausgeschaltet; die Schlitzesteuerung übernimmt die Stabilisierung des Beschleunigers. Zusätzlich ist ein abgeschwächtes und auf den Arbeitspunkt der Steuerkorona korrigiertes Signal der Schlitzesteuerung dieser Regelung ständig überlagert und stabilisiert den Beschleuniger in einem kleinen Bereich von etwa 5 kV um die Sollspannung.

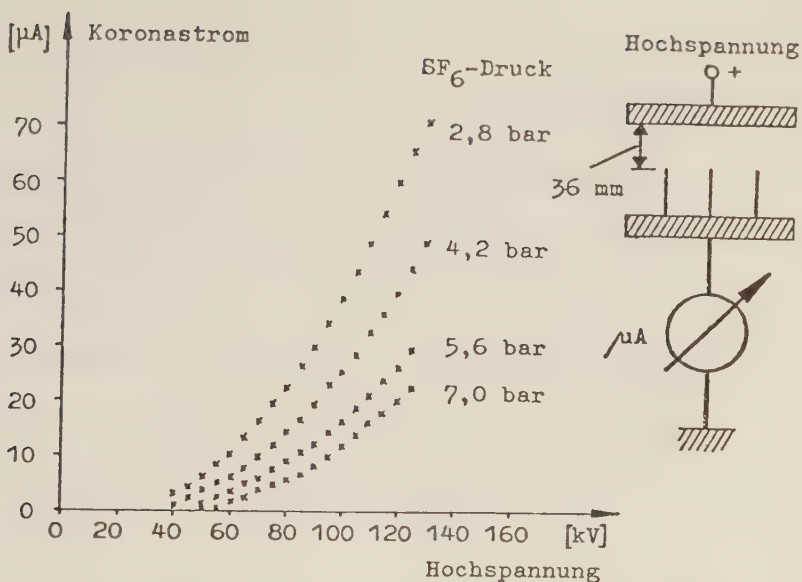


Fig.10 Strom-Spannungs-Charakteristik der Säulenkorona

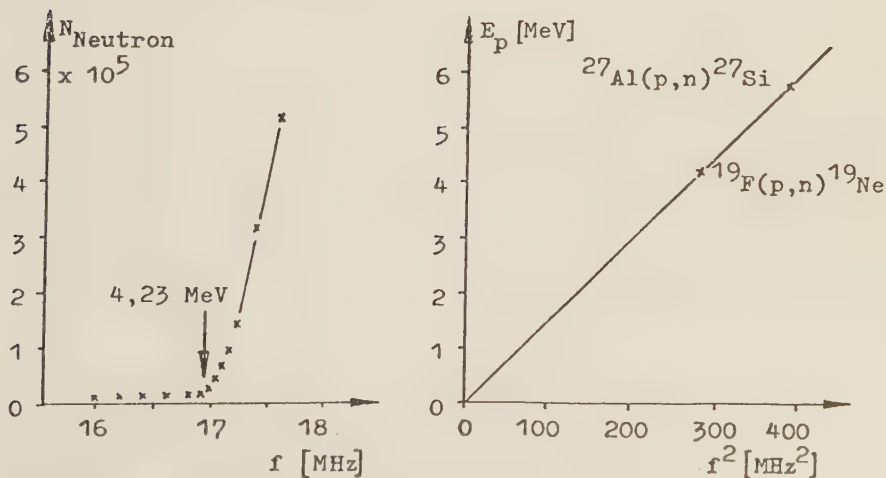


Fig.11 $^{19}\text{F}(p,n)$ -Schwelle

Eichung des 90°-Ablenkmagneten

9. Energieeichung.

Die erste Bestimmung des Terminalpotentials wurde vor dem Einbau des Ionenrohrs und der Ionenquelle durchgeführt, um die Spannungsfestigkeit der Hochspannungssäule zu prüfen. Das Potential des Terminals wurde dabei über den Strom der Säulenkorona bestimmt. Die Säulenkorona besteht aus 49 Entladungsstrecken mit jeweils 3 Nadeln, deren Spitzen von der nachfolgenden Potentialplatte einen Abstand von 36 mm haben. Die Abhängigkeit des Koronastroms von der zwischen zwei Potentialplatten anstehenden Hochspannung wurde für eine Entladungsstrecke in einem Prüfkessel bei verschiedenen SF_6 -Drücken ermittelt. Die Charakteristik dieser Entladungsstrecke (Fig.10) wurde auf die gesamte Koronastrecke hochgerechnet. Beim Prüfen der Hochspannungssäule wurden Koronastrome erreicht, die einer Terminalspeisung von 7 MV entsprechen.

Nach Fertigstellung des Beschleunigers konnte Ende 1976 der 90° -Analysiermagnet geeicht werden. Das Magnetfeld des Analysiermagneten wird durch das Protonenresonanzsystem auf etwa 10^{-4} konstant gehalten. Die Frequenz der Protonenresonanz ist dem Teilchenimpuls proportional und somit für einfach geladene Teilchen :

$$f = \text{const.} \times (M \times V)^{1/2}$$

M ist die Masse der beschleunigten Ionen, und V die Terminalspeisung des Beschleunigers. Zur Eichung des Analysiermagneten wurden die Frequenzen bestimmt, bei der die Reaktionen

$^{19}\text{F}(\text{p},\text{n})^{19}\text{Ne}$ und $^{27}\text{Al}(\text{p},\text{n})^{27}\text{Si}$ einsetzen. Die Protonenenergien, bei der diese Reaktionen einsetzen, sind bekannt (5). Die Schwellenenergie für die Reaktion $^{19}\text{F}(\text{p},\text{n})^{19}\text{Ne}$ beträgt 4,23 MeV und 5,80 MeV für die Reaktion $^{27}\text{Al}(\text{p},\text{n})^{27}\text{Si}$. Die Frequenz der Protonenresonanz und damit die Einschüßenergie der Protonen wurde schrittweise geändert. Die in dem Fluor- bzw. Aluminium-Target erzeugten Neutronen wurden mit einem Long-Counter unter 0° zur Strahlrichtung gezählt. Fig. 11 zeigt am Beispiel der $^{19}\text{F}(\text{p},\text{n})$ -Schwelle die Neutronenausbeute in Abhängigkeit von der Frequenz der Protonenresonanz. Ein zweites Diagramm gibt die "Eichgerade" des 90° -Analysiermagneten wieder.

An der Planung und dem Bau des Beschleunigers waren beteiligt: G. Ahrens, H. Jochim, K. Krimmel, E. Mason jr., K. Neubeck, G. Steffens, H. Wäffler, die Mechaniker und Elektroniker der Kernphysikal. Abteilung, die mechanische Werkstatt und die Glasbläserei des Max Planck-Instituts.

Untersuchungen und Entwicklungen am Injektionssystem führten durch: E. Mason jr., R. Oesterlein, G. Riehl.

Literatur

- (1) G. Riehl, Diplomarbeit, Mainz 1976
- (2) R. Oesterlein, Diplomarbeit, Mainz 1976
- (3) D. Craik, P. Griffiths, Proc. Phys. Soc. (Vol B)
70 (1957) 1000
- (4) J. Cobb, J. Muray, Nucl. Instr. and Meth. 46 (1967) 99
- (5) J. Overley, P. Parker, D. Bromley, Nucl. Instr. and
Meth. 68 (1969) 61

Herrn Prof. Dr. H. Wäffler, dem Direktor der Kernphysikalischen Abteilung des Max-Planck-Instituts für Chemie in Mainz, danke ich für die Überlassung des Themas, die Bereitstellung der notwendigen Mittel und die vielen wertvollen Ratschläge und Diskussionen bei der Durchführung der Arbeit.

Die Arbeit wurde wesentlich in einer Gruppe durchgeführt. Meinen Arbeitskollegen G. Ahrens, W. Harfst, K. Krimmel, E. Mason, H. Schober und den Werkstattangehörigen danke ich für die gute Zusammenarbeit.

LEBENS LAUF

Am 16.9.1943 wurde ich in Wien geboren. Meine Eltern sind Dr. Ernst Steffens und Maria Steffens geb. Wiesmüller. Nach vierjähriger Volksschulzeit, zuletzt in Mainz-Gonsenheim, besuchte ich das altsprachliche Rabanus Maurus-Gymnasium in Mainz. Im Februar 1963 legte ich die Reifeprüfung ab. Anschließend begann ich an der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz mein Physikstudium. 1966 legte ich die Vordiplomprüfung und 1970 die Diplomprüfung ab. Seit 1971 bin ich in der kernphysikalischen Abteilung des Max Planck-Instituts für Chemie in Mainz als wissenschaftlicher Assistent angestellt. Die mündliche Doktorprüfung fand am 30.11.1979 statt.

